PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1908. Redaktionsschluß für No. 2 am 9. Januar 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

C. Runge, Über die Spektren der Alkalien. S. 1.

Lord Kelvin, Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen. S. 2.

M. Kofler, Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen. S. 6.

F. Soddy, Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum. S. 8.

R. Gans, Paramagnetismus und Diamagnetismus. S. 10.

K. E. F. Schmidt, Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen. S. 13.

W. A. Michelson, Ein neues Aktinometer. S. 18.

A. W. Porter, Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration. S. 24.

W. Guertler, Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen. I. S. 29.

Vorträge und Diskussionen von der 79. Naturforscherversammlung zu Dresden:

E. Wiechert, Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik. S. 36.

Referate:

Philippe-A., Guye, Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 im Laboratorium für physikalische Chemie der Universität Genf ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der Gase. S. 47.

Besprechungen:

R. Namias, Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie. I. S. 48.

Tagesereignisse. S. 48.

Personalien. S. 48.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Spektren der Alkalien.

Von C. Runge.

In seiner Dissertation „Beiträge zur Kenntnis der ultraroten Emissionsspektren der Alkalien", Jena, 1907, hat Herr Arno Bergmann im ultraroten Teil der Spektren von Kalium, Rubidium und Cäsium je eine neue Serie entdeckt, so daß jetzt in jedem dieser Spektren vier Serien bekannt sind. Zwischen diesen neu entdeckten Serien und den ersten Nebenserien besteht eine ähnliche Beziehung wie zwischen der Hauptserie und der zweiten Nebenserie. Bezeichnet man nämlich mit E_1, E_2 die Schwingungszahlen der Stellen, wo die beiden Linien der Paare der Nebenserien auslaufen und mit E die Schwingungszahl der Stelle, wo die neue Serie ausläuft, so liefern die Differenzen $E_1 - E$ und $E_2 - E$ sehr nahe die Schwingungszahlen des ersten Linienpaares der ersten Nebenserie.

Kalium.

$E_1 = 21968{,}3$, $E_2 = 22024{,}3$: Ende der Nebenserien nach der Rechnung von W. Ritz. [1])

$E = 13482{,}4$: Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 57.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 8485{,}9$	8502,0	beobachtet von A. Bergmann
$E_2 - E = 8541{,}9$	8563,1	

1) W. Ritz, Ann. d. Phys. **12**, 295, 1903.

Rubidium.

$E_1 = 20877{,}3$, $E_2 = 21115{,}3$: Ende der Nebenserien nach der Rechnung von W. Ritz.

$E = 14344{,}4$: Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 58.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 6532{,}9$	6489,3	beobachtet von A. Bergmann
$E_2 - E = 6770{,}9$	6743,1	

Cäsium.

$E_1 = 19674{,}8$, $E_2 = 20227{,}5$: Ende der Nebenserie nach der Rechnung von W. Ritz. l. c. 2. 297.

$E' = 16791{,}9$, $E'' = 16887{,}7$: Ende der neuen Serie nach der Rechnung von A. Bergmann. Diss. S. 59.

$E = 16839{,}8$: Mittel aus den beiden Werten E', E''.

Abstände zwischen den Enden	Schwingungszahlen des Linienpaares größter Wellenlänge der 1. Nebenserie	
$E_1 - E = 2835{,}0$	2642,3	Nicht beobachtet, sondern nur extrapoliert aus der Serienformel nach W. Ritz, berechnet von A. Bergmann. Diss. S. 53.
$E_2 - E = 3387{,}7$	3193,5	

Im Cäsiumspektrum besteht die Serie aus Linienpaaren, und Herr Bergmann gibt an, daß die beiden Linien in der Skala der Schwingungszahlen bei allen Paaren gleich weit voneinander abstehen. Ich sollte erwarten, daß sie ähnlich wie die Linienpaare bei der Hauptserie nach dem Ende der Serie hin sich zusammenziehen. Genauere Untersuchungen werden zeigen müssen, ob das der Fall sein kann. Auch die Serien für Kalium und Rubidium bestehen ver-

mutlich aus Linienpaaren, wie schon Herr Bergmann bemerkt. Sie würden indessen dem kleineren Atomgewicht von Kalium und Rubidium entsprechend so viel enger sein müssen als die Cäsiumpaare, daß ihre Trennung bei der bisherigen Dispersion nicht wohl gelingen konnte.

Wenn es sich bestätigen sollte, daß die Linienpaare sich nach dem Ende der Serien hin zusammenziehen, so würde ich weiter vermuten, daß die erste Nebenserie mit der neuen Serie in derselben Weise verknüpft ist, wie die Hauptserie mit der zweiten Nebenserie. Nach der Gestalt, die W. Ritz der Serienformel gegeben hat, würde man dann haben:

Erste Nebenserie: Schwingungszahlen:

$$= \begin{cases} f(2, \alpha_1, \beta_1) - f(n, \alpha, \beta) \\ f(2, \alpha_2, \beta_2) - f(n, \alpha, \beta) \end{cases} \quad n = 3, 4, 5 \ldots,$$

Neue Serie: Schwingungszahlen:

$$= \begin{cases} f(3, \alpha, \beta) - f(n, \alpha_1, \beta_1) \\ f(3, \alpha, \beta) - f(n, \alpha_2, \beta_2) \end{cases} \quad n = 3, 4, 5 \ldots,$$

wo

$$f(n, \alpha, \beta) = \frac{109675}{(n + \alpha + \beta/n^2)^2}.$$

Die neue Serie würde danach für $n = 2$ die Schwingungszahlen des Hauptgliedes der ersten Nebenserie ergeben nur mit negativem Vorzeichen, analog wie die zweite Nebenserie für den niedrigsten Wert von n die Schwingungszahlen des Hauptgliedes der Hauptserie mit negativem Vorzeichen liefert.

Um diese Vermutungen mit Sicherheit zu bestätigen, muß man allerdings genauere Messungen der ultraroten Linien abwarten. Denn die Extrapolation der Formeln nach der Seite der kleineren Werte von n hin läßt einen zu weiten Spielraum zu, als daß man etwas Sicheres aussagen könnte.

Immerhin ist so viel sicher, daß die neue Serie mit der ersten Nebenserie in enger Beziehung steht, so daß die vier Serien in jedem der beobachteten Spektren zu zwei und zwei zusammengehören. Eine gewisse Spiegelsymmetrie liegt darin, daß die Hauptserie bei höherer Schwingungszahl endigt als die Nebenserien, die neue Serie dagegen bei niedrigeren Schwingungszahlen und daß das Hauptglied bei dem einen Serienpaar der Hauptserie bei dem andern der ersten Nebenserie angehört.

(Eingegangen 2. Dezember 1907.)

Über Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen.

Von Lord Kelvin.[1])

§ 1. Unter Atom verstehen wir ein unteilbares Element ponderabler (Gravitations-) Materie oder Elektrizität; unter Molekül eine Vereinigung von zwei oder mehr ponderablen Atomen, zusammengehalten durch gegenseitige Anziehungen, denen gegenseitige Abstoßungen das Gleichgewicht halten.

§ 2. In der Atomtheorie der Elektrizität bedeutet das Elektron ein Atom sogenannter negativer Elektrizität und es besteht die aller Wahrscheinlichkeit nach richtige Annahme, daß alle Elektronen gleich und gleichartig sind (d. h. daß es nur eine einzige Art von Elektronen gibt).

§ 3. Eine alte Hypothese, der zu allen Zeiten von den Naturforschern große Bedeutung beigemessen wurde, nimmt an, daß es nur eine einzige Art von Atomen gibt und daß Gruppen von gleichen und gleichartigen Atomen die chemischen Elemente bilden mit allen ihren wunderbar verschiedenen Eigenschaften. Allein, obwohl zweifelsohne einige wichtige und interessante Unterschiede in den Eigenschaften, z. B. zwischen gewöhnlichem und rotem Phosphor, auf solche differente Gruppierungen einer einzigen Atomart zurückgeführt werden müssen, so erscheint es doch höchst unwahrscheinlich, daß nur auf diese Weise alle die verschiedenen chemischen und anderen Eigenschaften der großen Zahl von Substanzen, die man gewöhnlich als chemische Elemente bezeichnet, erklärt werden können. Im Gegenteil scheint es fast absolut sicher zu sein, daß es viele verschiedene Arten von Atomen gibt, jede ewig unveränderlich in ihrer spezifischen Qualität, daß jede der verschiedenen Substanzen wie Gold, Silber, Blei, Eisen, Kupfer, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, für sich aus Atomen einer bestimmten unveränderlichen Qualität bestehen und daß kein Atom in das andere verwandelt werden kann.

§ 4. Die einzigen Eigenschaften eines Atoms sind wie folgt charakterisiert: 1. durch seine Masse (als Maß für die „Trägheit" seiner translatorischen Bewegung), 2. durch das Gesetz der gegenseitigen Kraftwirkung zwischen ihm selbst und jedem anderen Massen- oder Elektrizitätsatom im Weltall und abhängig von der Entfernung zwischen den Atomen. Bezüglich der wechselseitigen Kraft zwischen ponderablen Atomen dürfen wir annehmen, daß ihr Gesetz das Newtonsche Gravitationsgesetz ist

1) Mitteilung an die Sektion A der British Association, 1. August 1907.

für alle Entfernungen, die größer sind als ein Millionstel Centimeter. Für kleinere Entfernungen als ein Millionstel Centimeter gilt das Newtonsche Attraktionsgesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung nicht mehr wegen der Abstoßung infolge des gegenseitigen Drucks von zwei Körpern, die sich den Raum streitig machen. Für noch kleinere Abstände ergibt sich, nach der Theorie von Boscovich, wieder Anziehung, auf der die Kohäsion und chemische Affinität beruht.

§ 5. Die Annahme, daß die gegenseitige Kraft zwischen zwei Atomen lediglich von der Entfernung zwischen ihren Mittelpunkten abhängt, setzt voraus, daß jedes Atom völlig isotrop ist. Ein anisotropes Atom, d. h. ein solches, das nach verschiedenen Richtungen differente anziehende und abstoßende Kräfte zeigt, ist wohl vorstellbar und wird möglicherweise in einer zukünftigen Atomtheorie seinen Platz haben. Bisher bestand allerdings die allgemeine Annahme, daß jedes Atom, von gewöhnlicher oder elektrischer Masse, durchaus isotrop sei, und ich beabsichtige auch heute nicht, in eine theoretische Betrachtung anisotroper Atome einzutreten.

§ 6. Des ferneren sehe ich davon ab, auf eine atomistische Theorie des Äthers einzugehen. In der Tat erscheint es mir höchstwahrscheinlich, daß der Äther wirklich ohne Struktur ist, d. h. daß die kleinste wie die größte Äthermenge die gleichen elastischen Eigenschaften hat. Es besteht auch keine Schwierigkeit in dieser Annahme eines völlig homogenen elastischen festen Körpers, der das ganze Weltall gleichmäßig erfüllt. Man spricht wohl manchmal von dem „Lichtäther", als wenn derselbe eine Flüssigkeit sei. Ich selbst habe aus Gründen, die mir dringend erscheinen, seit mehr als dreißig Jahren, die Vorstellung aufgegeben, als hätten wir es bei dem Äther mit einer Flüssigkeit zu tun, die elastische Erscheinungen zeigt, beruhend auf Bewegung wie bei den Zusammenstößen Helmholtzscher Wirbelringe. Gibt man diesen Gedanken auf, so sind wir zu der Schlußfolgerung getrieben, daß der Äther ein elastischer fester Körper ist, in dem Wellen ohne Änderung des Volumens möglich sind, wobei die bewegende Kraft in dem elastischen Widerstand gegen Formänderung besteht.

§ 7. Wir stoßen nun auf die Frage: ist der Äther inkompressibel? Die Antwort sollte lauten: ja, er ist inkompressibel, wenn er dem Gesetz der allgemeinen Gravitation untersteht. Sobald wir aber eine Erklärung versuchen wollen für Bewegung im Äther, hervorgerufen durch sich in ihm bewegende ponderable oder elektrische Atome, so müssen wir zu der Überzeugung kommen, daß der Äther doch kompressibel ist.[1]) Auf diese Weise werden wir dann zu der Annahme gezwungen, daß der Äther nicht gravitationell ist. So gelangen wir also zu der Überzeugung, daß der Äther kompressibel ist, und daß es keine Gravitationskräfte zwischen seinen Teilen gibt.

§ 8. Wir wollen nun annehmen, daß ein Atom (ponderabel oder elektrisch) in dem Äther dadurch, daß es ihn anzieht oder abstößt, eine Störung hervorbringt mit einer nach der Entfernung variierenden Kraft, und daß Atom und Äther, ohne anderen gegenseitigen Einfluß aufeinander als diesen, gemeinsam denselben Raum einnehmen. Wenn der Äther inkompressibel wäre, so würde diese Anziehung oder Abstoßung völlig ohne Wirkung sein. Das Atom würde sich durch den vom Äther eingenommenen Raum bewegen, ohne demselben irgendwelche Bewegung zu erteilen und ohne seinerseits irgendwelche Kraftäußerung durch den Äther zu erfahren. Damit also Atome Energie aus Ätherbewegung oder der Äther Energie aus Massenbewegung empfangen könne, müssen wir annehmen, daß der Äther zusammendrückbar und ausdehnbar ist und komprimiert oder ausgedehnt wird, oder bei gewisser Entfernung komprimiert, bei anderen ausgedehnt wird, vermöge der Kraft, die das Atom auf ihn ausübt.

§ 9. Indem wir den Äther als kompressibel annehmen, setzen wir doch voraus, daß sein Widerstand gegen Kompression (positiv oder negativ) so enorm groß ist, daß Wellen, hervorgerufen durch Verdichtungen und Verdünnungen, im reinen Äther praktisch eine unendlich große Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben, und daß die Energie solcher Wellen, welche durch Kollisionen von Atomen oder Elektronen erzeugt werden kann, praktisch unendlich klein ist im Vergleich mit der Energie der Wellen ohne Volumenänderung, auf denen strahlende Wärme und Licht beruhen und welche tatsächlich durch diese Kollisionen hervorgerufen werden. Nur unter der Einwirkung der ganz gewaltigen Kräfte der Anziehung oder Abstoßung, welche die Atome auf den Äther ausüben, kann eine Vergrößerung oder Verminderung seiner Dichtigkeit eintreten.

§ 10. Durch rein dynamische Überlegungen mag aus den Hypothesen §§ 4, 6, 8 und 9 die Folgerung gezogen werden, daß ein Atom (als unendlich klein angenommen), welches sich durch den Äther mit einer Geschwindigkeit q, die größer als die Lichtgeschwindigkeit v sei, bewegt, keine Störung im Äther hervorruft vor einem Kegel, dessen Spitze im Atom liegt und dessen halber Öffnungswinkel gleich $\arcsin \frac{v}{q}$ ist[2]),

1) Baltimore Lectures Appendix A; Appendix B § 3.
2) Baltimore Lectures Appendix B, §§ 6, 7.

daß aber das sich bewegende Atom hinter sich im Kegelraum eine unaufhörlich wachsende Störung im Äther verursacht, und daß deshalb eine permanente Kraft nötig ist, um es in einer konstanten, die Lichtgeschwindigkeit übersteigenden Geschwindigkeit zu erhalten. Im Jahre 1888 gelangte Oliver Heaviside[1]) zu einer übereinstimmenden Schlußfolgerung durch rein mathematische Operationen mit Maxwells elektromagnetischen Formeln, ohne irgendwelche dynamische Grundlage und im Jahre 1897[2]) stellte er, immer noch ohne irgendwelche dynamische oder chemische Eigenschaften des Äthers und der Atome anzunehmen, eine irrige Hypothese richtig, daß keine noch so große Kraft einem Atom eine der Lichtgeschwindigkeit gleiche Geschwindigkeit erteilen könne, eine Hypothese, die in den letzten zehn Jahren für die Spekulationen und Rechnungen hinsichtlich der Radioaktivität eine ziemlich große Rolle gespielt hat.

§ 11. Rein dynamische Überlegungen[3]), betreffend unsere Annahmen in §§ 4, 6, 8 und 9, lehren uns weiter:

a) daß keine Kraft erforderlich ist, um ein Atom in gleichförmiger Bewegung durch den Äther bei einer Geschwindigkeit, die kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit, zu halten;

b) daß, indem man ein Atom plötzlich aus der Ruhe in Bewegung setzt, eine kugelförmige Erregung verursacht wird, die mit Lichtgeschwindigkeit sich ausbreitet von dem Orte aus, wo sich das Atom befand, als es die angenommene Geschwindigkeit erlangte;

c) die Größe dieser kugelförmigen Erregung ist ein Maximum in einer Ebene durch den Mittelpunkt der Kugel senkrecht zur Bewegungsrichtung und ist Null an den beiden Punkten, in welchen die Kugelfläche von dieser Bewegungslinie geschnitten wird[4]);

d) diese kugelförmige Erregung befördert nach auswärts durch den unendlichen Raum eine endliche Energiemenge l entsprechend einem Teil der Arbeit w, die geleistet wird von der Kraft, welche aufgewendet wurde, um das Atom in Bewegung zu setzen. Je plötzlicher das Atom in Bewegung gesetzt wird, desto größer ist l;

e) wenn zu irgendeiner Zeit eine widerstehende Kraft das Atom plötzlich aufhält, so wird dem Äther Arbeit geliefert, kraft welcher eine andere Erregung einen Energiebetrag l' fortträgt, und an dem aufhaltenden Mittel wird eine Arbeit $w - l - l'$ geleistet;

f) wenn das Aufhalten und Inbewegungsetzen gleich plötzlich geschieht, so sind die beiden Erregungen gleich und l' ist gleich l.

§ 12. Die vollständige Bedeutung von e) wird ein Beispiel klar machen. Es seien drei gleiche und gleichartige ideale unelektrische Atome A, B, C in einer geraden Linie gegeben; B in Ruhe, A in Bewegung gegen B mit der Geschwindigkeit q, und C in Bewegung gegen B in der entgegengesetzten Richtung mit einer Geschwindigkeit, die gerade groß genug ist, daß Atom B nach seinem Zusammenstoß mit C in Ruhe bleibt. Die anfänglichen Entfernungen müssen so bemessen sein, daß der Zusammenstoß zwischen A und B früher stattfindet als der zwischen B und C. In den durch die beiden Zusammenstöße hervorgerufenen Erregungen werden in den unendlichen Raum die Energiemengen l und l' befördert. In der jetzt beschriebenen Anordnung wird das Atom B nicht ebenso plötzlich in Bewegung gesetzt wie aufgehalten und wegen dieser Differenz wird im allgemeinen l' etwas kleiner als l sein; allein das zwischen den Atomen bestehende Kraftgesetz kann so beschaffen sein, daß l' gleich oder größer als l wird für gewisse Werte von q.

Man denke an einen analogen Fall von Zusammenstößen zwischen drei idealen vollständig elastischen Billardkugeln. Das Zusammenprallen von A mit B und von B mit C verursacht Energieverluste l und l' in Form von Schallwellen, die durch die Luft fortgeführt werden.

§ 13. Betrachten wir jetzt die Kollisionen in einem unelektrischen einatomigen Gase, d. h. einer Ansammlung einzelner Atome, von denen jedes sein neutralisierendes (normales) Quantum Elektronen besitzt, ausgenommen ein kleiner Teil, von welchem bezw. an welchen zeitweilig Elektronen mögen genommen bezw. abgegeben worden sein. Der Einfachheit halber werden wir erst den Fall betrachten, in welchem ein einzelnes Elektron das elektrisch neutralisierende (normale) Quantum für jedes ponderable Atom ist. Die Zusammenstöße werden die Elektronen permanent in einem Zustande der Vibration innerhalb der Atome erhalten, ausgenommen in dem verhältnismäßig seltenen Falle, daß ein Elektron aus einem Atom herausgetrieben wird oder in dem äußerst seltenen Falle, daß die relative Bewegung eines Atoms und eines Elektrons gerade genau auf Null reduziert wird durch eine Kollision.

§ 14. Das Kraftgesetz zwischen dem Elektron und dem Atom mag so beschaffen sein, daß für das Elektron der Mittelpunkt des Atoms der einzige Ort stabilen Gleichgewichts ist oder,

§ 15, derart, daß es eine beliebige Anzahl i von konzentrischen Kugelflächen innerhalb

1) Heavisides Electrical Papers II, 494, 516.
2) Heavisides Electromagnetic Theory II, Appendix G.
3) Baltimore Lectures Appendix B, §§ 4–7.
4) Baltimore Lectures Lec. VIII, S. 88, Lec. XIV, S 197.

des Atoms gibt, auf deren jeder ein Elektron in radial stabilem Gleichgewicht bleiben könnte und von $(i-1)$ Flächen, wo es in radial unstabilem Gleichgewicht sein würde.[1]) Im Durchschnitt wird unmittelbar nach einem bestimmten Zusammenstoß das Elektron sich in nichtsinusförmigen Schwingungen quer durch mehrere Kugelflächen stabilen oder unstabilen Gleichgewichts ergehen und Energie verlieren durch Aussenden von unregelmäßigen Wellen durch den Äther. Ehe die nächste Kollision eintritt, wird das Elektron wahrscheinlich sehr annähernd sinusförmige Schwingungen angenommen haben durch irgendeine der Flächen (nach innen und außen) radialer Stabilität.

§ 16. Wir dürfen annehmen, daß dieser letztere Zustand im allgemeinen vorhanden sein wird während des größeren Teil der freien Weglänge zwischen aufeinander folgenden Kollisionen. In der Tat können wir annehmen, daß er als das unmittelbare Ergebnis einer Kollision häufiger eintritt, als die in § 15 beschriebenen ganz unregelmäßigen Vibrationen, welche letzteren aber ohne Zweifel ein gelegentliches, wenn auch seltenes Vorkommnis unmittelbar nach einer Kollision sind.

§ 17. Wir sind nicht zu der Annahme gezwungen, daß ein einzelnes Elektron das normale Quantum irgendeines besonderen ponderablen Atoms ist, noch daß dieses durch irgendeine Gesamtzahl von Elektronen elektrisch neutralisiert ist.[2]) Die allgemeinste Annahme, die wir machen können, ist die, daß, mit j Elektronen in jedem Atom, das Atom und die Elektronen sich verhalten wie ein positiv elektrisierter Körper und mit $(j+1)$ Elektronen wie ein negativ elektrisierter Körper.

§ 18. Es erscheint mir sogar höchstwahrscheinlich, daß das Bestehen der zweiatomigen Moleküle in den gewöhnlichen zweiatomigen Gasen, O_2, N_2, H_2, Cl_2, zurückzuführen ist auf die Unmöglichkeit, ein ponderables Atom durch irgendeine Gesamtzahl von Elektronen elektrisch zu neutralisieren. Nehmen wir z. B. an, daß ein Elektron genüge, um zwei Atome Stickstoff elektrisch zu neutralisieren. In einem einatomigen Stickstoffgas (N) würden, wenn als Ganzes unelektrisch, seine Atome zur Hälfte ohne Elektronen und deshalb positiv elektrisch sein mit einer Elektrizitätsmenge gleich und entgegengesetzt der halben Menge eines einzelnen Elektrons. Jedes Atom der anderen Hälfte der ganzen Anzahl der Atome würde ein Elektron in sich haben und seine Wirkung nach außen würde deshalb negativ elektrisch sein mit der halben Kraft eines einzelnen Elektrons. In dieser Weise bestände eine starke elektrische Anziehung zwischen den Atomen ohne Elektronen und denjenigen, von denen jedes ein Elektron enthält. Diese Anziehung würde dahin zielen, die Atome in Paaren, N_2, zusammen zu bringen, wobei jedes Paar ein Elektron enthielte, für welches eine Gleichgewichtslage sich in der Mitte der Linie, welche die Mittelpunkte der zwei ponderablen Atome verbindet, befinden würde. Aller Wahrscheinlichkeit nach scheint dies der wirkliche Zustand ponderabler Atome und Elektronen in den gewöhnlichen zweiatomigen Gasen zu sein.

§ 19. Die Dissoziation einer beträchtlichen Anzahl solcher Atompaare würde genau die „Ionisation" darstellen, durch welche im Sinne von Schusters und J. J. Thomsons Theorie der Elektrizitätsleitung durch Gase die jüngst entwickelten Theorien der Radioaktivität die spezielle elektrische Leitfähigkeit der zweiatomigen Gase erklären, wie sie z. B. gefunden wurde durch Lenard in Luft, welche von ultravioletten Lichtstrahlen durchdrungen wird, und von Becquerel in Luft rings um ein scheinbar wirkungsloses Stück metallischen Urans oder Uransalzes.

§ 20. Um aber einem einatomigen Gase elektrische Leitfähigkeit zu erteilen, kann die „Ionisation" in diesem Falle nichts anderes sein, als ein Freiwerden (Dissoziation) von Elektronen aus ponderablen Atomen.

Diese Art von Dissoziation kann in einem sehr heißen Gase erzeugt werden durch bloßes Anstoßen der Gasatome aneinander, mit den hohen Temperaturen zugehörigen großen translatorischen Geschwindigkeiten, oder durch fremde Körper, wie die α- oder β-Partikeln, welche von radioaktiven Substanzen mit enormen Geschwindigkeiten herausgeschleudert werden. Es interessieren uns jetzt hauptsächlich die Ätherbewegungen, welche durch Atomkollisionen unter weniger abnormen Umständen hervorgerufen werden, als diejenigen sind, in denen Dissoziation und Wiedervereinigungen in weitem Maße von Einfluß sind.

§ 21. Die in §§ 11, 12 beschriebenen Erregungen, als veranlaßt durch gegenseitiges Aneinanderprallen ponderabler Atome (ohne Berücksichtigung der Elektronen, ob solche anwesend seien oder nicht), stellen eine Art Bewegung im Äther dar, die, falls sie intensiv genug ist, um sichtbares Licht zu erzeugen, spektroskopisch ein kontinuierliches Spektrum zeigt, ohne die hellen Linien, deren eventuelles Vorhandensein auf die Existenz lang anhaltender Wellenzüge mit Sinusschwingungen von Ätherpartikeln hinweist und zwar im Auge, das sie wahrnimmt und deshalb auch in der

1) „Plan of an Atom to be capable of storing an Electrion with Enormous Energy for Radio-activity" by Lord Kelvin, Phil. Mag. Decbr. 1905.

2) „Aepinus Atomized", §§ 5, 6; Baltimore Lectures Appendix E.

Lichtquelle und im ganzen Äther zwischen Lichtquelle und Auge. Anderseits werden die in § 13 erwähnten Vibrationen von Elektronen, falls intensiv genug, helle Linien im Spektrum hervorrufen.

§ 22. Es gibt aber noch eine andere Vibration in der Energiequelle, die helle Spektrallinien erzeugen kann und wahrscheinlich erzeugt. Wenn nämlich zwei oder mehr ponderable Atome in dem Molekül eines glühenden Gases vorhanden sind, das nicht durch die Heftigkeit der Kollisionen dissoziiert ist, so muß jedes Atom des Moleküls eine Vibrationsbewegung haben, deren ein isoliertes ponderables Atom nicht fähig ist. Solche Vibrationsbewegungen von Atomen einer Atomgruppe müssen Anlaß zu hellen Spektrallinien geben, wenn die Schwingungszahl bei irgendeiner der Schwingungsbewegungen zwischen 400 und 800 Billionen pro Sekunde liegt, d. h. innerhalb des Bereichs der Schwingungszahlen, welche wir für sichtbares Licht annehmen.

§ 23. Eine Erklärung der spektroskopischen Erscheinungen auf Grund einer dynamischen Lichttheorie schließt die kontinuierlichen Spektra ein mit einer großen Anzahl heller Linien, die dem mehr oder weniger hellen Hintergrund des kontinuierlichen Spektrums überlagert sind. Selbst wenn man die größte Sorgfalt aufgewendet hat, in künstlichen Lichtquellen den Einfluß von mehr als einem der sogenannten chemischen Elemente zu eliminieren, so ist doch im allgemeinen die Zahl der hellen Linien sehr groß; in der Tat sind wir nicht einmal sicher, ob wir wirklich die sämtlichen Linien, welche man einem einzelnen Element zuschreiben muß, zählen können.

§ 24. In einem glühenden einatomigen Gase, mit gerade einem Elektron in jedem Atom und der Zentrallage als einziger Lage stabilen Gleichgewichts für dieses Elektron, könnte es nur eine einzige helle Spektrallinie geben. Allein in Wirklichkeit liefert irgendeins der bekannten einatomigen Gase, wie Quecksilberdampf, Argon, Helium, Neon, Krypton, Xenon, ein höchst kompliziertes Spektrum mit einer großen Anzahl heller Linien. Wir folgern daraus: 1. daß, wenn es wirklich in jedem Atom nur ein Elektron gibt, dieses viele Gleichgewichtslagen haben muß, oder 2. daß viele Elektronen vorhanden sein müssen, von denen nur für ein einziges die zentrale Gleichgewichtslage zugehörig ist, oder schließlich, 3. daß es mehrere Elektronen und mehrere stabile Lagen für ein einziges unter ihnen im Atom gibt.

§ 25. Allem Anschein nach können wir uns nur nach der letzten (3.) Möglichkeit die große Anzahl von Linien erklären, sowie die große Komplexität ihrer Anordnung in den Spektra der einatomigen Gase.

§ 26. Wir würden jedoch in diesem wie in irgendeinem anderen Versuch, Einzelheiten einer dynamischen Theorie aufzudecken, wenig Befriedigung empfinden, wenn er uns nicht auch eine vernunftgemäß annehmbare Erklärung lieferte von der gesetzmäßigen Anordnung der Reihen von hellen Linien in den Spektra, wie sie für die verschiedenen chemischen Elemente experimentell durch Runge, Kayser, Rydberg, Schuster u. a. entdeckt wurden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Gustav Eichhorn.)

(Eingegangen 16. Oktober 1907.)

Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen.

Von Martin Kofler.

Nach F. Himstedt[1]) und H. Rausch von Traubenberg[2]) gilt das Daltonsche und Henrysche Gesetz für Radiumemanation; daß es auch für Thoremanation gilt, wurde später durch Klaus[3]) nachgewiesen. Demnach kann das Absorptionsvermögen von Flüssigkeiten für die radioaktiven Gase durch eine nur von der Natur der Flüssigkeit abhängige Konstante, den Absorptionskoeffizienten, charakterisiert werden. Letzterer ist definiert als Verhältnis der Konzentration der Emanation in Flüssigkeit und in Luft, nach eingetretenem Gleichgewicht.

v. Traubenberg hat auch bereits die ersten quantitativen Bestimmungen dieses Koeffizienten für Radiumemanation in einigen Flüssigkeiten durchgeführt. Als bemerkenswertes Resultat dieser Untersuchung ergab sich ein abnorm hohes Absorptionsvermögen in Kohlenwasserstoffen, wie Petroleum, Benzol, Alkohol usw.

Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur der Flüssigkeit wurde ebenfalls bereits untersucht. Es ergab sich hier für Radiumemanation, so wie dies für jedes andere Gas der Fall ist, eine Abnahme des Absorptionsvermögens mit steigender Temperatur der Flüssigkeit. Dieses Verhalten hatten schon die Untersuchungen von H. Mache und St. Meyer[4]) an gasarmen, aber emanationsreichen Tiefquellen wahrscheinlich gemacht. In gasarmen Thermen stehen Quellgas und Quellwasser im Absorptionsgleichgewicht und es überwiegt der Emanationsgehalt des Gases den des Wassers um so mehr, je höher die Temperatur der Quelle ist.

1) Diese Zeitschr. **5**, 210, 1904.
2) Diese Zeitschr. **5**, 130, 1904.
3) Diese Zeitschr. **6**, 820, 1905.
4) Diese Zeitschr. **6**, 692, 1905.

Durch direkte Messung wurde dann dieser Schluß von R. Hofmann[1]) bestätigt, der für Wasser, Petroleum und Toluol schließlich die folgenden Werte des Absorptionskoeffizienten a für die Temperaturen t erhielt:

Wasser		Petroleum		Toluol	
t^0 C	a	t^0 C	a	t^0 C	a
0	0,52	−21	22,7	−79	66,7
+20	0,28	+ 3	12,9	+20	11,8
40	0,16	20	9,6		
60	0,12	40	8,1		
		60	7,0		

In der vorliegenden Mitteilung wird nun über Versuche berichtet, die zu dem Zwecke unternommen wurden, um den Absorptionskoeffizienten der Radiumemanation in Lösungen und Gemischen in seiner Größe und Abhängigkeit von der Konzentration festzustellen.

Die Versuche erfolgten nach der bereits oftmals beschriebenen Zirkulationsmethode, deren sich auch R. Hofmann (l. c.), bedient hat. In einem Glasgefäße, das aus zwei kommunizierenden, übereinander stehenden, gegenseitig und nach außen durch Glashähne luftdicht abgeschlossenen Kugeln (von ca. 650 cm³) bestand, wurde zunächst in die obere Kugel die aktivierte Flüssigkeit eingebracht und dann durch heftiges, etwa 10 Minuten langes Schütteln, zwischen Luft und Flüssigkeit Absorptionsgleichgewicht hergestellt. Hierauf wurde die Flüssigkeit in die untere Kugel abgelassen, während die aktivierte Luft oben zurückblieb. Luft und Flüssigkeit wurden dann gesondert untersucht. Die Verwendung des beschriebenen Gefäßes besitzt den Vorzug, daß das Überfüllen der Flüssigkeit vollkommen blasenfrei und mit sehr geringem Flüssigkeitsverlust vorgenommen werden kann. Der kleine unvermeidliche Flüssigkeitsverlust, der noch immer auftrat, wurde bei der Rechnung mit berücksichtigt. Das Abklingen der Emanation wurde nach der Curieschen Halbierungskonstante korrigiert, der Wert der induzierten Aktivität aus zwei Punkten ihrer Abfallskurve durch lineare Extrapolation gewonnen und von der gemessenen Gesamtaktivität in Abzug gebracht.

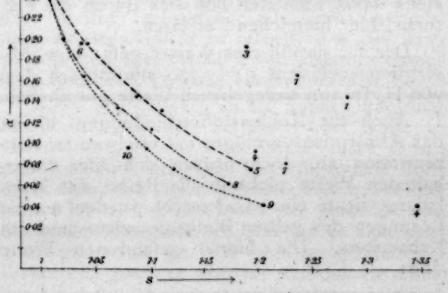
Sind $E_f E_l$ die Emanationsgehalte von Flüssigkeit und Luft in den entsprechenden Volumen $V_f V_l$, so bestimmt sich der Absorptionskoeffizient aus der Gleichung:

$$a = \frac{E_f}{E_l} \cdot \frac{V_l}{V_f}.$$

Die Resultate für Lösungen anorganischer Verbindungen sind in folgender Tabelle nach fallenden Molekulargewichten geordnet.

Benennung des Salzes	a	s	m
Bleinitrat $Pb(NO_3)_2$ . .	0,166	1,237	330,98
	0,143	1,283	
Sublimat $HgCl_2$ . . .	0,250	1,049	271,2
Silbernitrat $AgNO_3$ . .	0,192	1,190	169,97
Zinkvitriol $ZnSO_4$ . .	0,041	1,346	161,44
	0,092	1,199	
Kupfervitriol $CuSO_4$ . .	0,075	1,193	159,66
	0,131	1,110	
	0,147	1,087	
	0,194	1,042	
Kalium hypermanganicum $KMnO_4$	0,194	1,038	158,15
Eisenvitriol $FeSO_4$ . .	0,081	1,226	152,04
Kaliumchlorat KCl . .	0,061	1,175	74,60
	0,114	1,100	
	0,133	1,069	
	0,187	1,028	
Chlornatrium $NaCl$ . .	0,042	1,203	58,45
	0,077	1,121	
	0,096	1,096	
	0,163	1,039	
	0,202	1,021	
	0,239	1,008	
Salmiak NH_4Cl . . .	0,096	1,078	53,49

a bedeutet hierin den Absorptionskoeffizienten, s das spezifische Gewicht der Lösung, m das Molekulargewicht des Salzes. Diese, wie alle folgenden Zahlen beziehen sich auf eine Temperatur von 18° C.



Trägt man, wie in vorstehender Figur, die Werte der spezifischen Gewichte als Abszissen, jene der zugehörigen Absorptionskoeffizienten als Ordinaten eines rechtwinkligen Koordinatensystems auf, so zeigt sich für alle Salze eine Abnahme des Absorptionsvermögens mit wachsender Konzentration der Lösung. Vergleicht man überdies von verschiedenen Salzlösungen gleichen spezifischen Gewichtes die Absorptionskoeffizienten unter der Annahme, daß deren Änderung mit der Konzentration für alle Salze wenigstens angenähert demselben Gesetze folge, so findet man deutlich ein An-

1) Diese Zeitschr. **6**, 337, 1905.

wachsen derselben mit zunehmendem Molekulargewichte. Nur die Absorptionskoeffizienten des Silbernitrats und des Eisenvitriols nehmen nicht genau die ihnen in der Reihe der Molekulargewichte angewiesene Stelle ein. Bezüglich des letzteren muß jedoch erwähnt werden, daß die Lösung mehrere Tage zum Zwecke des Filtrierens frei mit der Luft in Berührung stand, also eine teilweise Umwandlung derselben in eine Ferri-Verbindung nicht ausgeschlossen erscheint.

Wir können folglich sagen: „Der Absorptionskoeffizient nimmt sowohl für ein und dasselbe Salz als auch für verschiedene Salze mit wachsender Anzahl der gelösten Moleküle ab." Demnach ist es nicht ausgeschlossen, daß die Absorptionskoeffizienten äquivalenter Lösungen verschiedener Salze einander gleich sind. Aus den in der Figur ausgezogenen drei Kurven würden sich in der Tat die Absorptionskoeffizienten, entsprechend einer Normallösung von 1 g-Mol/Liter, wie folgt ergeben:

	s für 1 g Mol / Liter 18° C	a	Mittelwert von a
Chlornatrium $NaCl$ . .	1,0392	0,163	0,161
Kupfervitriol $CuSO_4$.	1,0776	0,157	
Kaliumchlorat KCl . .	1,0449	0,163	

Die Abweichung vom Mittelwerte um höchstens 0,004 Einheiten läßt sich durch die Versuchsfehler hinreichend erklären.

Der für destilliertes Wasser gefundene Absorptionskoeffizient $a = 0{,}270$ stimmt mit dem von Hofmann angegebenen Werte gut überein.

Auch für Kohlenstoffverbindungen nimmt das Absorptionsvermögen mit wachsender Konzentration ab, doch ordnen sich hier die erhaltenen Werte nicht in die Reihe der Molekulargewichte ein. Untersucht wurden nur die Lösungen des gelben Blutlaugensalzes und des Rohzuckers. Die hierfür gefundenen Werte sind:

	a	s
Ferrocyankalium K_4FeCy_6	0,102	1,107
Rohzucker $C_{12}H_{22}O_{11}$ . .	0,114	1,214
	0,188	1,082

Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Konzentration eines Gemisches wurde für Alkohol untersucht. Nimmt das spezifische Gewicht des Gemisches ab, so wächst dessen Absorptionsvermögen an und zwar um so rascher, je weiter die Konzentration bereits vorgeschritten ist. Zahlenmäßig ist dies in folgender Tabelle wiedergegeben.

	a	s
Äthylalkohol $C_2H_5 . OH$.	0,300	0,977
	0,436	0,944
	0,765	0,919
	1,301	0,885
	5,606	0,800

Bei Abschätzung des Emanationsgehaltes der Erde müssen infolge der weiten oberflächlichen Ausdehnung die Meere mit berücksichtigt werden. Daher dürfte auch die Frage nach dem Absorptionsvermögen des Meerwassers nicht ohne Interesse sein. Die hierüber vorliegende Messung ergab bei 18° C und einem spezifischen Gewichte $s = 1{,}028$ den Absorptionskoeffizienten zu 0,165. Das Absorptionsvermögen des Meerwassers liegt demnach bedeutend unter dem des destillierten Wassers gleicher Temperatur, ja es erreicht nicht einmal den Wert, der einer Chlornatriumlösung gleichen spezifischen Gewichtes entsprechen würde.

Innsbruck, Physik. Institut der k. k. Universität.

(Eingegangen 13. November 1907.)

Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.

Von Frederick Soddy.

Daß man ein gutes Vakuum mittels einer glühenden Kathode zu einem guten Leiter machen kann, ist seit der Entdeckung des Edison-Effekts bekannt, und O. W. Richardson[1]) hat diese Verhältnisse mit großer Gründlichkeit untersucht. Wehnelt[2]) hat gezeigt, daß man überraschende Ergebnisse erzielen kann, wenn man die glühende Kathode mit einer der alkalischen Erden überzieht. Von einer auf 1300° bis 1400° C befindlichen Kathode aus Platinblech, die mit einer Calciumoxydschicht belegt ist, kann man durch ein gutes Vakuum 2 bis 3 Ampere für jedes Quadratzentimeter der Oberfläche gehen lassen. Dabei ist der Kathodenfall praktisch zu vernachlässigen, und die gesamte Spannung an den Enden der Vakuumröhre beträgt weniger als 30 Volt. Dieses Ergebnis ist so überaus merkwürdig, daß ich es auf folgende Weise wiederholt habe, um zu prüfen, ob die Erscheinung, wie man allgemein annimmt, wirklich von dem Grade der Vollkommenheit des Vakuums unabhängig ist.

Ich brachte in einer Röhre, die mit einer Wehnelt-Kathode von ungefähr einem Quadratzentimeter ausgestattet war, eine Anode aus

1) Trans. Roy. Soc. **201** (A), 497, 1903.
2) Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

Calciummetall an. Ich habe vor kurzem nachgewiesen [1]), daß Calcium bei seiner Verdampfungstemperatur (700° bis 800° C) alle bekannten Gase und Dämpfe mit Ausnahme der chemisch inerten Gase der Argongruppe praktisch augenblicklich und höchst vollständig absorbiert, und habe eine Form eines für diesen Zweck geeigneten Vakuumofens beschrieben. Die Röhre wurde in der üblichen Weise hergerichtet, indem sie vorgepumpt und mit Sauerstoff gespült wurde, um das Argon zu entfernen. Darauf wurde sie der Einwirkung von Calcium ausgesetzt, welches in einem mit dem Apparat verbundenen Ofen erhitzt wurde. Nachdem ein gutes Vakuum erreicht worden, ließ ich den Strom aus einer Stromquelle von 250 Volt durch die Röhre zwischen der erhitzten Wehnelt-Kathode und der Calciumanode übergehen, um letztere zu erhitzen. Die Gase, welche aus der Anode und der Röhre bei dieser Behandlung entwickelt wurden, wurden von dem Calcium im Ofen absorbiert. Die Stromstärke wurde mittels eines Widerstandes auf ungefähr 1,2 Ampere eingestellt und von Zeit zu Zeit unterbrochen, um den entwickelten Gasen Zeit zu gewähren, aus dem Apparat zu entweichen. Wenn die Gase zum größten Teil beseitigt waren, ließ ich den Strom ununterbrochen durchgehen und erhitzte dabei die Calciumanode bis auf ihren Verdampfungspunkt. Der Stromdurchgang durch die Röhre hörte ganz plötzlich und vollständig auf, und im selben Augenblick wurde ein reichlicher Calciumspiegel von der Anode verdampft. Nach einer kurzen Weile trat ein sehr schwaches Glimmlicht auf, welches von Zeit zu Zeit in Pausen überging; es war aber nicht ausreichend, um die Nadel des Amperemeters in Bewegung zu setzen, und rührte höchstwahrscheinlich von einer weiteren langsamen Gasentwicklung aus den noch heißen Oberflächen her. Mit einem Induktorium konnte ich einen Strom von der heißen Kathode zu einer dritten Elektrode als Anode übergehen lassen, ohne daß dadurch irgendwie ein merkliches Wiedereinsetzen des Stromes im 250 Volt-Stromkreis verursacht wurde.

Ich entwickelte dann in dem Apparate mehr Gas dadurch, daß ich die dritte Elektrode durch die Entladung des Induktoriums erhitzte, und der Strom im Hauptkreise nahm wieder seine ursprüngliche Stärke an und erhitzte die Calciumanode aufs neue. Die anfängliche Erscheinung wiederholte sich: es trat ein plötzliches Aufhören des Stromes ein, wenn das Calcium verdampfte. Unmittelbar vor dem Aufhören ging die Glimmerscheinung in der Röhre in die für Argon charakteristische über; es war also wahrscheinlich eine Spur von Luft nicht beseitigt worden. Die ganze Erscheinung ließ sich wiederholen, wenn Sauerstoff in den Apparat eingelassen und in gleicher Weise wie zuvor verfahren wurde.

Dieser Versuch zeigt, daß in einem hinreichend hochgradigen Vakuum die Wehnelt-Kathode ihre Wirksamkeit verliert. Bei den bisher beschriebenen Versuchen stieg der Sättigungsstrom mit der Verbesserung des Vakuums, und es wurde angenommen, daß die Erscheinung in erster Linie von den vorhandenen übriggebliebenen Gasspuren unabhängig sei. Wehnelt [1]) bemerkt: „Für Drucke unter 0,1 mm ist die für eine bestimmte Temperatur ausgesandte Zahl von negativen Ionen unabhängig vom Druck", und [2]) „die Grenzstromstärken um so höher sein . . . je tiefer der Druck ist". In seiner Beschreibung der von ihm angegebenen Abänderung der Braunschen Röhre [3]) sagt er, daß das Vakuum in der Röhre so vollkommen wie möglich sein muß.

Richardson, dessen mathematische Theorie der allgemeinen Erscheinung experimentell quantitativ bestätigt worden ist und von Wehnelt für seine Elektrode angenommen worden ist, betrachtete die Wirkung als reine Elektronenwirkung. Er sagt [4]): „Diese beiden Gesichtspunkte führen zu der Schlußfolgerung, daß die Korpuskeln durch eine dynamische Wirkung zwischen den Molekülen des umgebenden Gases und der Oberfläche des Metalles erzeugt werden. In der Tat scheinen alle Versuchsergebnisse zu der Ansicht zu führen, daß die Korpuskeln aus dem Metall durch einen verdampfungsähnlichen Vorgang erzeugt werden."

Diese abgerissenen Zitate können natürlich die Meinungen der Verfasser über eine so überaus komplizierte Erscheinung nicht genau zum Ausdruck bringen. Der allgemeine Eindruck aber, den ihre Ergebnisse hervorgebracht haben, ist meines Erachtens der gewesen, daß die großen Stromstärken, um die es sich handelte, ganz und gar von den ausgetriebenen Elektronen getragen wurden, und daß sie daher durch jedes auch noch so vollkommene Vakuum hindurchgehen müssen. Ich glaube nicht, daß die Emission von Elektronen mehr als einen zu vernachlässigenden Bruchteil der gesamten Stromstärke erklären kann, die fast gänzlich durch das zurückgebliebene Gas getragen wird.

Die hier mitgeteilten Ergebnisse stützen die allgemeine Ansicht, die ich seit meiner Erfahrung mit der Verwendung von Calcium von Zeit zu Zeit vertreten habe, daß man in der

1) Proc. Roy. Soc. 78 (A), 429, 1907.

1) a. a. O. S. 445.
2) a. a. O. S. 456.
3) Diese Zeitschr. 6, 732, 1905.
4) a. a. O. S. 546.

Praxis den Grad eines Vakuums leicht überschätzt, und daß wirklich hochgradige Vakua sich nicht so leicht erreichen lassen, wie man gemeinhin annimmt.

Physikalisch-chemisches Institut der Universität Glasgow, 15. November 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. November 1907.)

Paramagnetismus und Diamagnetismus.

Von R. Gans.

Fälschlicherweise ist vielfach die Ansicht verbreitet, als ob es eine allgemeine Eigenschaft paramagnetischer Stäbchen wäre, sich in Richtung der Kraftlinien eines magnetischen Feldes einzustellen, während diamagnetische Körper sich senkrecht zu den Kraftlinien stellen.

Es ist zwar darauf hingewiesen worden[1]), daß in einem streng gleichförmigen Felde ein Stäbchen sich stets mit seiner Längsachse in die Feldrichtung zu stellen sucht, gleichgültig, ob die Suszeptibilität $\gtrless 0$ ist, und daß in inhomogenen Feldern die Faradayschen Versuche über die Drehmomente, welche para- resp. diamagnetische Körper erfahren, nicht allgemein gültig sind, sondern von den besonderen Symmetrieverhältnissen des Feldes abhängen[2]), aber ich möchte doch noch einmal auf die Frage etwas näher eingehen, um nachzuweisen, was außer den Symmetrieverhältnissen des Feldes der eigentliche Grund der Erscheinung ist. Vor allen Dingen möchte ich aber eine Versuchsanordnung angeben, bei der paramagnetische Körper sich senkrecht zur Feldrichtung, diamagnetische Körper in die Feldrichtung einstellen.

Zunächst soll auf die Theorie der Erscheinung eingegangen werden. Aus den Maxwellschen Gleichungen folgt, daß auf die Volumeinheit eines Körpers, in dem kein wahrer Magnetismus vorhanden ist, die Kraft

$$f_x = -\frac{1}{8\pi}\mathfrak{H}^2\frac{\partial\mu}{\partial x} \qquad (1)$$

usw.

wirkt, wenn $\mathfrak{H}$ die Feldstärke, μ die Permeabilität bezeichnet.

Fragen wir nur nach den Kräften auf starre Körper, so ist die x-Komponente der Gesamtkraft

$$\mathfrak{F}_x = -\frac{1}{8\pi}\int\mathfrak{H}^2\frac{\partial\mu}{\partial x}dS. \qquad (2)$$

Anstatt $\frac{\partial\mu}{\partial x}$ dürfen wir $\frac{\partial\mu-1}{\partial x}$ schreiben. Dann können wir (2) durch partielle Integration umformen, können berücksichtigen, daß das Oberflächenintegral verschwindet, da auf der Oberfläche des Körpers μ bereits den Wert 1 der Umgebung angenommen hat, und es bleibt

$$\mathfrak{F}_x = +\frac{1}{8\pi}\int(\mu-1)\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}dS. \qquad (3)$$

Ebenso ist die x-Komponente des Drehmoments

$$\mathfrak{N}_x = \int(y\mathfrak{f}_z - z\mathfrak{f}_y)dS = -\frac{1}{8\pi}\int\mathfrak{H}^2\left(y\frac{\partial(\mu-1)}{\partial z} - z\frac{\partial(\mu-1)}{\partial y}\right)dS. \qquad (4)$$

Durch partielle Integration folgt

$$\mathfrak{N}_x = +\frac{1}{8\pi}\int(\mu-1)\left(y\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial z} - z\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial y}\right)dS. \qquad (5)$$

Für die Bewegungen starrer Körper darf man also nach (3) und (5) als Kraft auf die Volumeinheit die Größe

$$\mathfrak{f}_x = +\frac{\mu-1}{8\pi}\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x} = \frac{\varkappa}{2}\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x} \qquad (6)$$

usw.

ansehen, wenn $\varkappa$ die Suszeptibilität bedeutet.

Ist $\mu-1$ sehr klein, so können wir anstatt des wirklichen Feldes $\mathfrak{H}$ im Körper das ursprünglich gegebene Feld $\mathfrak{H}_0$ schreiben, indem wir die höheren Potenzen von $\mu-1$ vernachlässigen. In einem gleichförmigen Felde $\mathfrak{H}_0$ ist $\frac{\partial\mathfrak{H}_0^2}{\partial x}=0$ usw., es findet überhaupt kein Drehmoment in Größen erster Ordnung von $\mu-1$ statt, sondern $\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}$ hat nur insofern einen von Null verschiedenen Wert, als das gleichförmige Feld $\mathfrak{H}_0$ durch das Hineinbringen des Körpers ins Feld sich in das ungleichförmige Feld $\mathfrak{H}$ verwandelt hat. $\frac{\partial\mathfrak{H}^2}{\partial x}$ muß also $\mu-1$ proportional sein, also ist proportional $\mathfrak{f}(\mu-1)^2$, d. h. im Vorzeichen unabhängig davon, ob $\mu-1\gtrless 0$ ist.

Für ein Ellipsoid mit horizontaler großer Achse ergibt sich, daß das Drehmoment um die vertikale z-Achse in einem gleichförmigen Felde

$$\mathfrak{N}_z = \frac{\varkappa}{2}S\mathfrak{H}_{0h}^2\sin 2\vartheta\left(\frac{1}{1+N_2\varkappa} - \frac{1}{1+N_1\varkappa}\right)$$

ist[1]), wo S das Volumen des Ellipsoids, $\mathfrak{H}_{0h}$ die Horizontalkomponente des ursprünglichen Feldes, ϑ den Winkel zwischen großer Achse und

1) Siehe z. B. E. Cohn, Das elektromagn. Feld. Leipzig, 1900, S. 113.

2) E. Cohn, l. c., S. 118.

1) Vgl. z. B. E. Cohn, l. c., S. 113.

Richtung von $\mathfrak{H}_0$, N_1 resp. N_2 die Entmagnetisierungskoeffizienten für Felder in Richtung der großen resp. kleineren horizontalen Achse bedeuten.

Für kleines $\varkappa$ folgt

$$\mathfrak{N}_z = -\frac{\varkappa^2}{2} S \mathfrak{H}_0^2 \sin 2\vartheta (N_2 - N_1).$$

N_1 und N_2 sind $< 4\pi$, und es ist $N_2 > N_1$, also sucht $\mathfrak{N}_z$ (< 0) den Winkel zwischen der großen Achse und der Horizontalkomponente zu verkleinern, gleichgültig, ob $\varkappa \gtrless 0$ ist. Das Ellipsoid sucht sich auf jeden Fall mit seiner Längsachse in die horizontale Feldrichtung zu stellen. Da $\varkappa$ bei allen außer den ferromagnetischen Körpern sehr klein ist, wird sich dieses $\varkappa^2$ proportionale Drehmoment wohl kaum beobachten lassen.

Anders liegt das Verhalten in inhomogenen Feldern, wo wir bei kleinem $\varkappa$ in erster Näherung anstatt (6)

$$\mathfrak{f}_x = \frac{\varkappa}{2} \frac{\partial \mathfrak{H}_0^2}{\partial x} \qquad (6')$$

usw.

schreiben dürfen.

Wir wollen ganz spezielle Felder betrachten. Dieselben sollen symmetrisch um eine Achse (z-Achse) sein und bis auf den Richtungssinn spiegelbildlich bezüglich einer Ebene (xy-Ebene), die senkrecht zur Symmetrieachse steht. Solche Felder werden z. B. durch zwei Kegelpole erzeugt (vgl. Fig. 1) oder durch den Strom einer

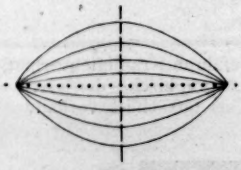


Fig. 1.

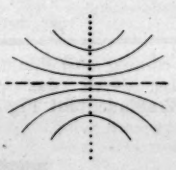


Fig. 2.

Tangentenbussole, deren Zentrum im Koordinatenanfangspunkt, und deren Kreisebene in der xy-Ebene liegt (vgl. Fig. 2).

In der Nähe des Koordinatenursprungs lassen sich die Komponenten der Feldstärke nach Potenzen der Koordinaten entwickeln, so daß wir haben

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= a_1 + b_1 x + c_1 y + d_1 z + e_1 x^2 + f_1 y^2 + g_1 z^2 \\ &\quad + h_1 yz + i_1 zx + k_1 xy \\ \mathfrak{H}_y &= a_2 + b_2 x + c_2 y + d_2 z + e_2 x^2 + f_2 y^2 + g_2 z^2 \\ &\quad + h_2 yz + i_2 zx + k_2 xy \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + b_3 x + c_3 y + d_3 z + e_3 x^2 + f_3 y^2 + g_3 z^2 \\ &\quad + h_3 yz + i_3 zx + k_3 xy.\end{aligned}$$

Aus den Symmetrieverhältnissen ergibt sich, daß mehrere der Koeffizienten spezielle Werte haben müssen.

Vertauscht man z mit $-z$, so wechseln $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_y$ ihr Zeichen, während $\mathfrak{H}_z$ es behält; daraus folgt

$$\begin{gathered} a_1 = b_1 = c_1 = e_1 = f_1 = g_1 = k_1 = 0 \\ a_2 = b_2 = c_2 = e_2 = f_2 = g_2 = k_2 = 0 \\ d_3 = h_3 = i_3 = 0. \end{gathered}$$

Vertauscht man x mit $-x$, so wechselt $\mathfrak{H}_x$ sein Zeichen, während $\mathfrak{H}_y$ und $\mathfrak{H}_z$ es behalten; daraus folgt

$$\begin{gathered} d_1 = h_1 = 0 \\ i_2 = 0 \\ b_3 = k_3 = 0. \end{gathered}$$

Vertauscht man y mit $-y$, so behalten $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_z$ ihr Zeichen, während $\mathfrak{H}_y$ es wechselt; daraus folgt

$$\begin{gathered} d_2 = 0 \\ c_3 = 0. \end{gathered}$$

Damit sind die Spiegelungen bezüglich der xy-, yz-, zx-Ebene berücksichtigt; wir haben

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= i_1 xz \\ \mathfrak{H}_y &= h_1 yz \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + e_3 x^2 + f_3 y^2 + g_3 z^2.\end{aligned}$$

Dreht man das Koordinatensystem um den Winkel $\frac{\pi}{2}$ um die z-Achse, so darf sich wegen der Symmetrieeigenschaft der z-Achse nichts ändern. Dabei geht aber x in $-y$ und y in $+x$ über; daraus folgt

$$\begin{gathered} h_2 = i_1 \\ f_3 = e_3, \end{gathered}$$

so daß wir erhalten

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= i_1 xz \\ \mathfrak{H}_y &= i_1 yz \\ \mathfrak{H}_z &= a_3 + e_3 (x^2 + y^2) + g_3 z^2.\end{aligned}$$

Aus der Gleichung

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = 0$$

folgt

$$i_1 = -g_3;$$

aus den Gleichungen

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = 0$$

folgt

$$i_1 = 2 e_3, \text{ also } e_3 = -\frac{g_3}{2},$$

so daß das endgültige Resultat mit anderer Bezeichnung der Konstanten ist

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_x &= -Axz \\ \mathfrak{H}_y &= -Ayz \\ \mathfrak{H} &= B + Az^2 - \frac{A}{2}(x^2 + y^2).\end{aligned} \qquad (7)$$

Wir bilden $\mathfrak{H}^2$ und berücksichtigen nur die Glieder bis zur zweiten Ordnung in den Koordinaten:

$$\mathfrak{H}^2 = B^2 + 2ABz^2 - AB(x^2+y^2)$$
$$= \text{const} + Cz^2 - \frac{C}{2}(x^2+y^2). \qquad (8)$$

Ist $C > 0$, d. h. haben A und B gleiches Vorzeichen, so werden die Feldlinien dichter, wenn man sich vom Koordinatenursprung aus auf der z-Achse bewegt, dünner, wenn man senkrecht zur z-Achse vorwärts schreitet (Felder vom Typus der Fig. 1). Ist dagegen $C < 0$, d. h. haben A und B verschiedene Vorzeichen, so wird das Feld stärker beim Fortschreiten senkrecht zur z-Achse und schwächer beim Fortschreiten in Richtung der z-Achse (Felder vom Typus der Fig. 2).[1])

Setzen wir (8) in (6′) ein und bilden

$$\mathfrak{N} = \int (y\mathfrak{f}_z - z\mathfrak{f}_y)\, dS,$$

so erhalten wir

$$\mathfrak{N}_x = \frac{3\varkappa C}{2} \int yz\, dS.$$

Nennen wir ϑ den Winkel zwischen der Längsrichtung des Stäbchens und der y-Achse, q den Querschnitt des Stäbchens, so daß

$$y = r\cos\vartheta$$
$$z = r\sin\vartheta$$
$$dS = q\,dr$$

wird, so erhalten wir

$$\mathfrak{N} = \frac{3C\varkappa}{4} \sin 2\vartheta \int_{-l/2}^{+l/2} r^2 q\, dr.$$

Das Integral ist das Trägheitsmoment des Stäbchens bezüglich der Ebene, die auf der Mitte der Längsachse senkrecht steht, falls die Dichte = 1 ist.

Ein {para-/dia-} magnetischer Körper ($\varkappa \gtrless 0$) in einem Felde vom Typus der Fig. 1 ($C > 0$) sucht sich also {parallel/senkrecht} zu den Kraftlinien zu stellen; dagegen sucht ein {para-/dia-} magnetischer Körper ($\varkappa \gtrless 0$) in einem Felde vom Typus der Fig. 2 ($C < 0$) sich {senkrecht/parallel} zu den Kraftlinien zu stellen.

Diese Erscheinungen lassen sich leicht demonstrieren.

Ein Feld vom Typus der Fig. 1 wurde zwischen Kegelpolen eines Ruhmkorffschen Elektromagneten erzeugt; von der Form des Feldes gibt das photographisch dargestellte Kraftlinienbild Fig. 3 Kenntnis. Ein an einem Kokonfaden aufgehängtes {para-/dia-} magnetisches

Fig. 3.

{Pt-/Bi-} Stäbchen stellte sich {parallel/senkrecht} zu den Kraftlinien. Das ist eine Wiederholung der bekannten Faradayschen Versuche.

Ein Feld vom Typus der Fig. 2 wurde dadurch erzeugt, daß auf Polschuhe mit ebenen Stirnflächen von 2 cm Durchmesser eiserne Hohlzylinder von selben Durchmesser, 3 mm Wandstärke und 2 cm Länge aufgesetzt wurden. Dieselben wurden einfach mit etwas Klebwachs befestigt; natürlich wurde das Wachs nicht zwischen Polschuhen und Zylindern angebracht, wodurch der magnetische Kraftlinienfluß im Eisen gestört worden wäre, sondern seitlich angedrückt. Die so entstandenen beiden Polschuhe wurden einander bis auf 4 mm Abstand genähert. Fig. 4 zeigt einen Schnitt der An-

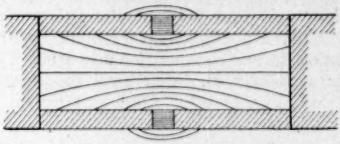


Fig. 4.

ordnung und den ungefähren Kraftlinienverlauf, der durch das photographisch dargestellte Kraftlinienbild Fig. 5 als tatsächlich vorhanden erwiesen wird.

Fig. 5.

In dem Felde Fig. 5 stellte sich das {para-/dia-} magnetische {Pt-/Bi-} Stäbchen {senkrecht/parallel} zu den Kraftlinien.

Die physikalische Erklärung dieser Erscheinung ist die, daß {para-/dia-} magnetische Körper bestrebt sind, Stellen {größter/kleinster} Kraftliniendichte aufzusuchen. Diese Stellen haben mit

1) Auf Grund der Formeln (7) läßt sich bequem das Feld in der ganzen Umgebung des Zentrums einer Tangentenbussole angeben, da es leicht auf der z-Achse berechenbar ist.

der Richtung der Kraftlinien gar nichts zu tun.[1]) Stellen {größter / kleinster} Dichte sind in den Fig. 1 u. 2 {punktiert / gestrichelt} gezeichnet; in diese stellte sich tatsächlich das {para- / dia-} magnetische {*Pt*- / *Bi*-} Stäbchen.

Das Ausbleiben eines Drehmoments ist ein sehr feines Reagens auf die Homogenität des Feldes; Richtung und Größe eines auftretenden Drehmoments bestimmen den Typus des Feldes und die Stärke der Inhomogenität (Größe des Koeffizienten C).

1) Vgl. z. B. E. Cohn, l. c., S. 115.

Tübingen, Physikal. Institut 25. Okt. 1907.

(Eingegangen 30. Oktober 1907.)

Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen.

Von K. E. F. Schmidt.

Benutzte Zeichen:

t = Zeit,
i = Stromstärke,
w = Widerstand,
e = Spannung,
L = Induktionskoeffizient,
C = Kapazität,
n = Frequenz,
n_R = " im Resonanzpunkt,
ν = " in 2π-Sekunden,
$1 \pm \varepsilon = \nu_2/\nu_1$, $\nu_2 = \nu$ im Meßkreis,
$\nu_1 = \nu$ für die zu untersuchende Schwingung,
+ für $\nu_2 > \nu_1$, − für $\nu_2 < \nu_1$,
$j = \sqrt{-1}$,
δ = Dämpfungsexponent,
Λ = log. Dekrement = δ/n,
$\Lambda' = \frac{\Lambda}{2\pi}$,
Q = Wärmemenge, welche durch einen Schwingungssatz in dem Indikator entwickelt wird,
φ = Ausschlag im Galvanometer (= $c \cdot Q$).

Die einwandfreieste und zuverlässigste Methode, um die Dämpfung einer elektrischen Schwingung zu messen besteht darin, mit Hilfe eines sehr lose gekoppelten Kondensatorkreises, dessen Eigendämpfung auf ein Minimum gebracht wird und dessen Kondensatorkapazität meßbar variiert werden kann, eine Resonanzkurve aufzunehmen. Bjerknes[1]) und später Drude[2]) haben Formeln berechnet, welche in sehr einfacher Weise gestatten, das gesuchte logarithmische Dekrement aus solchen Kurven zu bestimmen.

Die von beiden angegebene Gleichung sind sehr übersichtlich und für die Berechnung sehr bequem und wird daher vielfach in den zahlreichen Arbeiten über die Dämpfung[1]) elektrischer Schwingungen verwendet; es besteht aber folgendes Bedenken. Aus der Gleichung, die sich in folgender Form angeben läßt,

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = 2\pi \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_R - \varphi}}, \qquad (1)$$

folgt, daß φ für den gleichen ε-Wert denselben Betrag annimmt, daß somit die Resonanzkurve symmetrisch zur Ordinate n_R liegt.

Diese Symmetrie tritt aber in sorgfältig und einwandfrei aufgenommenen Kurven nicht auf, sondern die Kurven zeigen eine ausgesprochene Unsymmetrie[2]) derart, daß zu gleichen absoluten Beträgen ε die zum negativen ε-Werte gehörende Ordinate merklich größer ist als die zum entsprechenden positiven Werte gehörende.

Nach meiner Erfahrung bildet die Unsymmetrie sogar direkt ein Kriterium für die Richtigkeit und Güte der Aufnahme der Kurve.

Die Formel (1) hat aber auch einen praktischen Nachteil, sie ist gültig für ν-Werte, die sich nur wenig von ν_R unterscheiden, d. h. für kleine ε-Werte. Infolgedessen machen sich Fehler in der Frequenzbestimmung sehr bemerklich; solche Fehler sind aber gar nicht zu umgehen. Es ist gewiß sehr günstig gerechnet, wenn man den Fehler für ν/ν_R gleich 0,5 Proz. setzt; nimmt man nun $\varepsilon = 0{,}05$, so wird

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = \pm\sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_R - \varphi}}\,(0{,}05 \pm 0{,}005) \text{ sein, d. h.}$$

$\Lambda_1 + \Lambda_2$ ist mit einem Fehler von 10 Proz. bestimmt.

Bjerknes hat nun in seiner grundlegenden Arbeit die Resonanzkurve weiter diskutiert und im Anschluß daran ein graphisches Verfahren zur Bestimmung der Λ-Werte angegeben. Dies ist von Lagergren[3]) und Tissot[4]) benutzt worden, um Λ-Bestimmungen auszuführen. Ersterer macht (Wied. Ann. **64**, 293, 1898) mit Recht darauf aufmerksam, daß zahlreiche

1) Bjerknes, Wied. Ann. (3) **55**, 121—199, 1895.
2) Drude, Ann. d. Phys. (4) **15**, 716, 1904; Brandes, ebenda (4) **22**, 644, 1907. Auf die gleiche Formel kommt auch Zenneck (Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie S. 1008) durch Vernachlässigung gewisser Glieder einer allgemeinern Gleichung. Zenneck gibt auch eine Tabelle, aus der die gesuchten Λ-Werte schnell ermittelt werden können.

1) Rempp, Ann. d. Phys (4) **17**, 634, 1905; Fischer, ebenda (4) **22**, 267, 1907.
2) Sie tritt z. B. deutlich auf in dem von Drude mitgeteilten Beispiel für Verwendung seiner Formel (Ann. d. Phys. (4) **15**, 721, Fig. 3, 1904). Drude geht mit der Bemerkung „etwa symmetrisch" zur n_R-Ordinate darüber hinweg. Siehe auch die von Lagergren (Elektrische Ausstrahlung; Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 567, 1907) gegebenen Resonanzkurven und diese Arbeit unten Fig. 4 und 5, S. 17.
3) Lagergren, Wied. Ann. (3) **64**, 290—314, 1898 und Über die elektrische Ausstrahlung, Stockholm 1902.
4) Tissot, Etude de la Résonance des Systèmes d'Antenness, Paris 1906.

Fehlerquellen in der Anwendung dieses Verfahrens liegen, die allerdings durch entsprechende Vermehrung des Beobachtungsmaterials in passenden Grenzen gehalten werden können.

Die Ableitung des Λ-Wertes mit diesem Verfahren ist sehr zeitraubend, da eine Reihe von Hilfskonstruktionen auszuführen ist und die graphische Darstellung mit außerordentlich großer Sorgfalt vorgenommen werden muß. Berechnet man mit Hilfe der Gleichung (1) bzw. der Bjerknesschen Konstruktion die Λ-Größe, so treten für die gleiche Resonanzkurve Werte mit erheblicher Unsicherheit auf. So finden sich Abweichungen in den Λ-Werten.

bei Drude bis 16,7 Proz. ($\Lambda = 0{,}162$ bis $0{,}193$) (Ann. d. Phys. (4) **15**, 722, 1904),

bei Rempp bis 13 Proz. ($\Lambda = 0{,}108$ bis $0{,}095$) (Ann. d. Phys. (4) **17**, 644, 1905 [1]),

bei Brandes [2] finden sich allerdings nur sehr kleine prozentuale Abweichungen.

Der Mangel an Übereinstimmung macht sich um so fühlbarer, als in den zur Bestimmung von Λ benutzten Resonanzkurven wenigstens für den geschlossenen Flaschenkreis bei großer Sorgfalt der Messungen Fehler im Mittel von kaum 1 Proz. auftreten s. u.

Ich habe daher versucht, ob durch strengere Durchführung der Rechnungen Gleichungen zur Berechnung für Λ gefunden werden, welche zu einem befriedigenderen Resultate führen.

Den Erfolg dieser Untersuchung kann ich dahin aussprechen:

1. Die strengere Berechnung des Dämpfungsproblems führt zu Kurven, welche die bei den Beobachtungskurven auftretende Unsymmetrie ergeben.

2. Aus den berechneten Kurven läßt sich eine Dekrementtafel entnehmen, welche in höchst einfacher Weise sehr schnell zur Auffindung der gesuchten Λ-Werte führt.

3. Die Λ-Werte zeigen bei guten Resonanzkurven hier nur noch größte Abweichungen bis 2 Proz.

Es sei gegeben ein Kreis *I*, die Intensität der in ihm ablaufenden Schwingung [3] sei für den Zeitpunkt t:

$$i_1 = \mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 jt}. \tag{2}$$

Sehr lose sei an I der Kreis II magnetisch gekoppelt; die Kapazität C in diesem Kreise sei variabel (Kondensatordrehtype nach Dönitz), die Koeffizienten der Selbstinduktion der Spulen in dem Kreise II seien L_{22} und L_{22}', letztere soll gegen erstere so klein sein, daß sie praktisch zu vernachlässigen ist. Die Drahtquerschnitte

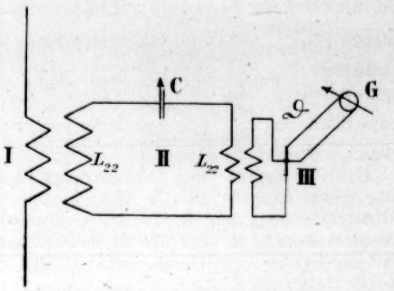


Fig. 1. Schema der Meßschaltung.

sollen so gewählt werden, daß $\frac{w_2}{2L_{22}} = \delta_2$ gegen δ_1 vernachlässigt werden kann.

Ebenfalls sehr lose ist an II magnetisch ein Kreis III gekoppelt, der ein Vakuumthermoelement ϑ oder einen Barretter hoher Empfindlichkeit enthält. Für beide läßt sich experimentell durch Anschluß an Gleichstrom zeigen, daß die thermoelektrische Kraft des Elementes sehr streng proportional dem Quadrat des durchfließenden Stromes i_3 ist.

Es entsteht die Aufgabe, i_3 für die oben angegebene Schaltung aus i_1 zu ermitteln.

Durch i_1 wird dem Kreise II die EMK.

$$\begin{aligned} e_{12} &= -L_{12}\frac{di_1}{dt} \\ &= -L_{12}(-\delta_1 + \nu_1 j)\mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 jt} \end{aligned} \tag{3}$$

aufgedrückt. Die Differentialgleichung der Schwingungsbewegung in II ist somit

$$\begin{aligned} L_{22}\frac{d^2 i_2}{dt^2} + w_2\frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{C_2} \\ = -L_{12}(-\delta_1 + \nu_1 j)^2 \mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{\nu_1 jt}. \end{aligned} \tag{4}$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned} \delta_1^2 - \nu_1^2 &= \sigma\cos\chi \\ 2\delta_1\nu_1 &= \sigma\sin\chi \end{aligned}\right\} \tag{A}$$

so wird die Gleichung (4):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{w_2}{L_{22}}\frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{L_{22}C_2} \\ = -\frac{L_{12}}{L_{22}}\cdot\sigma\cdot\mathfrak{J}_1 e^{-\delta_1 t} e^{j(\nu_1 t - \chi)}, \end{aligned} \tag{4a}$$

führt man in (4a) den Wert $i_2 = \mathfrak{J}_2' e^{-\delta_1 t} e^{j(\nu_1 t - \chi)}$ ein und setzt

$$\left.\begin{aligned} (\nu_2^2 - \nu_1^2) + (\delta_2 - \delta_1)^2 &= \varrho\cos\psi \\ 2\nu_1(\delta_2 - \delta_1) &= \varrho\sin\psi \end{aligned}\right\}, \tag{B}$$

so kommt

$$\mathfrak{J}_2' = -\mathfrak{J}_1\frac{L_{12}}{L_{22}}\cdot\frac{\sigma}{\varrho}\cdot e^{-j\psi}.$$

Das allgemeine Integral der Gleichung (4a) läßt sich dann schreiben

1) Rempp findet sogar bis 20 Proz. Abweichungen.

2) Brandes, Ann. d. Phys. (4) **22**, 648, 1907.

3) Wie bei allen bisher angestellten Rechnungen soll auch hier die Strömung als quasistationär betrachtet werden.

$$i_2 = \mathfrak{J}' e^{-\delta_2 t}\cos\nu_2 t + \mathfrak{J}'' e^{-\delta_2 t}\sin\nu_2 t - \mathfrak{J}_1 \frac{L_{12}}{L_{22}}\frac{\sigma}{\varrho} e^{-\delta_1 t}\cos(\nu_1 t - \chi - \psi). \quad (5)$$

Fordert man für $t = 0$

$$i_2 = 0$$

und

$$\frac{di_2}{dt} = 0,$$

so ist

$$i_2 = -\mathfrak{J}_1\Big\{\Big[-\cos(\chi+\psi)\cdot\cos\nu_2 t + \Big(\frac{\delta_1-\delta_2}{\nu_2}\cos(\chi+\psi) - \frac{\nu_1}{\nu_2}\sin(\chi+\psi)\Big)\sin\nu_2 t\Big] + e^{-\delta_1 t}\cdot\cos(\nu_1 t - \chi - \psi)\Big\}\frac{L_{12}}{L_{22}}\cdot\frac{\sigma}{\varrho}. \quad (6)$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned}\frac{\delta_1-\delta_2}{\nu_2}\cos(\chi+\psi) - \frac{\nu_1}{\nu_2}\sin(\chi+\psi) &= P\cos\mu\\ \cos(\chi+\psi) &= P\sin\mu\end{aligned}\right\} \quad (C)$$

so wird

$$i_2 = -\mathfrak{J}_1\frac{L_{12}}{L_{22}}\frac{\sigma}{\varrho}\Big\{e^{-\delta_2 t}\cdot P\cdot\sin(\nu_2 t - \mu) + e^{-\delta_1 t}\cos(\nu_1 t\,\chi - \psi')\Big\}. \quad (7)$$

Beachtet man nun, daß δ_2 gegen δ_1 sehr klein ist, so ist für die weitere Berechnung nur das erste Klammerglied zu beachten, d. h. nur die angeregte Eigenschwingung in II und i_3 findet sich

$$i_3 = -L_{23}\frac{di_2}{dt} = \mathfrak{J}_1\frac{L_{12}\cdot L_{23}}{L_{22}}\frac{\sigma}{\varrho}\cdot \nu_2\cdot P\cdot e^{-\delta_2 t}\cos(\nu_2 t - \mu), \quad (8)$$

da das mit δ_2 multiplizierte Glied wegen $\delta_2 = 5500$ gegen $\nu_2 =$ ca. 10^6 zu vernachlässigen ist.

In einer meiner Versuchsanordnungen ist $\delta_1 =$ ca. 2 bis 3×10^5, dagegen δ_2 etwa $5{,}5 \times 10^3$; daher wird für die Wirkung in dem Thermoelement die sehr schnell abklingende erzwungene Schwingung nicht zu berücksichtigen sein; die gemachten Vernachlässigungen scheinen somit gerechtfertigt.

Die dem Thermoelement während des Ablaufs eines Schwingungssatzes durch i_3 zugeführte Wärme kann mit Bjerknes[1]) gesetzt werden

$$Q = w\int_0^\infty i_3^2 dt.$$

Somit nach Ausführung der Integration:

$$Q = K\cdot\mathfrak{J}_1^2\frac{(\delta_1^2+\nu_1^2)^2}{4\nu_1^2\delta_1^2 + (\nu_2^2-\nu_1^2+\delta_1^2)^2}\cdot P^2\cdot\frac{e^{-2\frac{\delta_2}{\nu_2}\mu}}{8\delta_2\Big(1+\frac{\delta_2^2}{\nu_2^2}\Big)}. \quad (9)$$

Für den Resonanzfall wird $\nu_2 = \nu_1 = \nu_R$ daher

$$Q = Q_R = \varkappa\mathfrak{J}_1^2\frac{(\delta_1^2+\nu_R^2)}{4\nu_R^2\delta_1^2 + \delta_1^4}\cdot P_R^2\frac{e^{-2\frac{\delta_2}{\nu_R}\mu}}{8\delta_2\Big(1+\frac{\delta_2^2}{\nu_R^2}\Big)}, \quad (9a)$$

d. h. weiter, wenn noch

$$\frac{\delta}{\nu} = \frac{\Lambda}{2\pi} = \Lambda'$$

und

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{\nu_2}{\nu_R} = 1 \pm \varepsilon$$

gesetzt wird:

$$Q = Q_R\frac{\Lambda_1'^2(4+\Lambda_1'^2)}{[\varepsilon(+2+\varepsilon)+\Lambda_1'^2]^2+4\Lambda_1'^2}\cdot\frac{P^2}{P_R^2}. \quad (10)$$

Zur direkten Berechnung ist diese Formel nicht geeignet; ich habe daher folgendes Verfahren angewendet: für eine Reihe von δ_1- und ε-Werten sind die zugehörigen Q-Werte berechnet und graphisch in Kurven dargestellt, als Abszisse sind die ε-Werte, als Ordinaten die Q-Werte, $Q_R = 100$ gesetzt, aufgetragen. Diese Kurven bezeichne ich als Dämpfungskurven (Fig. 2). Aus diesen Kurven sind

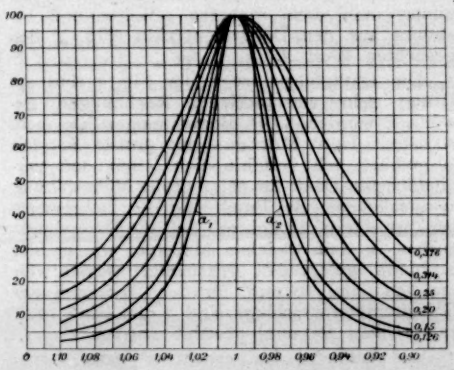


Fig. 2. Dämpfungskurven für verschiedene Λ-Werte.

nun für die Ordinatenwerte $Q = 55$, 60, 65, 70, 75, 80 und 85 die Abstände $a = a_2 - a_1$ (Fig. 3) der zur gleichen Kurve gehörenden Punkte (Breite der Dämpfungskurve) entnommen und zur Konstruktion der in Fig. 3 dargestellten Dekrementtafel verwendet; als Abszissen sind die oben genannten Abstände a gemessen in mm, als Ordinaten die Λ-Werte eingezeichnet.

Trotz der komplizierten Gleichung für Q besteht somit nach der Fig. 3 eine außerordentlich einfache Beziehung zwischen Λ und a: $\Lambda = c\cdot a$.

1) Wied. Ann. (3) **55**, 137, 1895.

1) Der zweite Quotient der Gleichungen 9 und 9a ist nach der Bemerkung zu Gleichung 8 praktisch $= \frac{1}{8\delta_2}$.

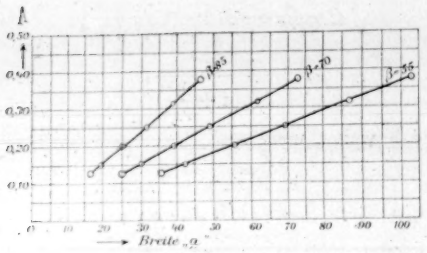


Fig. 3. Dekrementtafel.

Um nun aus einer beobachteten Resonanzkurve — Abszisse $= \sqrt{C}$, Ordinate $= \varphi$ — die Δ-Werte abzuleiten, ist zunächst die Dämpfungskurve zu konstruieren. Man setzt

$$\varphi = c \cdot Q$$

und findet c aus der Gleichung

$$1 + \varepsilon = \sqrt{\frac{c_R}{c_2}}\ ^{1});$$

aus der so gewonnenen Dämpfungskurve entnimmt man dann mehrere a-Werte und bestimmt aus den Dekrementtafeln (Fig. 3) den gesuchten Wert Δ.

Die Dämpfungskurven der Fig. 2 sind auf Grund sehr umständlicher Rechnungen gewonnen worden. Die Berechnungen hat mein Assistent Herr Mertens mit großer Sorgfalt ausgeführt, ich verfehle nicht, ihm den verbindlichsten Dank für seine große Mühewaltung auszudrücken. Bei Benutzung der Dekrementtafel ist darauf zu achten, daß die Dämpfungskurven in dem gleichen Maßstab, wie er hier zugrunde gelegt ist, gezeichnet werden; für $\varepsilon = 0{,}01$ sind 10 mm, für den Skalenteil des Galvanometerausschlags sind 2 mm (also 100^{sc} entsprechen 200 mm) gewählt worden.

Das Auffinden des gesuchten Wertes Δ geht dann sehr schnell von statten.[2])

1) Es genügt dazu die schnell und bequem auszuführende Berechnung mit dem Rechenschieber.

2) Die nach Formel (1) berechneten Δ-Werte sind fast immer etwas kleiner und geben für den linken und rechten Kurvenast Abweichungen. Zur Beurteilung der aus beiden Methoden folgenden Werte führe ich folgende Vergleichswerte an:

Ordinate	Bjerknes' Formel linker Ast	rechter Ast	Mittel	ermittelt nach dem hier mitgeteilten Verfahren
80	$\Delta = 0{,}202$	0,222	0,212	$\Delta = 0{,}225$
70	0,202	0,223	0,212	0,225
55	0,206	0,240	0,223	0,226

1) Beschreibung des Senders, diese Zeitschr. **8**, 619, 1907. Die Δ-Werte meines Senders sind erheblich kleiner als sie Brandes für den seinigen feststellt: 0,21 bis 0,34. Vermutlich werden diese großen Werte von Brandes teilweise durch dämpfende Wirkungen der nicht grade weit entfernten Mauerwände und der Erde hervorgerufen sein. Bei extremloser Kopplung ergab sich Δ für meinen Sender etwa zu 0,09.

Anwendung auf einen konkreten Fall. Konstanz bei Schwingungsbeobachtungen. Um zunächst die Sicherheit festzustellen, mit der die Messung bei Aufnahme der Resonanzkurve verknüpft ist, wurden für einen geschlossenen Flaschenkreis ($L =$ ca. 6100 cm, $C = 13\,000$ cm, $\lambda = 550$ m) 9 Kurvenpunkte aufgenommen; für jeden Punkt wurden 3 Einstellungen gemacht, deren Reihenfolge absichtlich willkürlich genommen wurde. Die ermittelten Galvanometerausschläge sind in der untenstehenden Tabelle wiedergegeben:

Die prozentuale Abweichung vom Mittel beträgt somit etwa 1 Proz.

Es fragt sich nun, wie genau auf Grund der oben dargestellten Methode das Dekrement Δ aus den Beobachtungen der Resonanzkurven ermittelt werden kann.

Fig. 4 stellt die Dämpfungskurve des offenen Senders[1]) meiner Sendestation dar (aufgenommen 16. Oktober 1907). Mit Hilfe dieser Kurve ergeben sich für Δ folgende Werte

Ordinaten	Δ	Ordinaten	Δ	Mittel
85	0,170	65	0,174	0,172 $\left\{\begin{matrix}+1{,}76 \text{ Proz.} \\ -1{,}28 \text{ „}\end{matrix}\right.$
80	0,170	60	0,175	
75	0,172	55	0,175	
70	0,172			

Die maximale Abweichung beträgt somit 1,8 Proz. Unter Berücksichtigung von 30 in der Zeit vom 19. Oktober 1907 bis 2. No-

Winkeleinstellung am Meßkondensator	I. Galvanometerausschlag				II. Galvanometerausschlag				größte prozentuale Abweichung vom Mittel	
				<Mittel				Mittel	I	II
36°	28	27	27	27,73	26	25	24	25	2,6 Proz.	5 Proz.
37	48	48	49	48,83	49	49	48	48,6	1,7 „	0,8 „
38	77	77	78	77,73	78	78	78	78	0,9 „	0 „
39	101	101	102	101,3	100	103	101	101,3	0,7 „	1,7 „
40	108	109	108	108,3	107	108	109	108	0,6 „	0,9 „
41	99	101	101	100,3	99	100	100	99,96	1,3 „	0,9 „
42	82	82	81	81,7	82	83	82	82,7	0,8 „	0,7 „
43	64	64	65	64,3	64	65	64	64,47	1,1 „	0,8 „
44	49	51	50	50	51	50	51	50,67	2 „	1,4 „
	Kurve vom 26. Juni 1907				Kurve vom 27. Juni 1907					

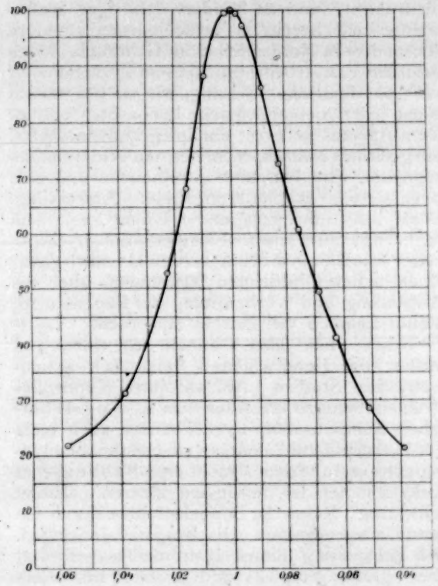


Fig. 4. Dämpfungskurve des Sendesystems.

vember am offenen Sender aufgenommenen Dämpfungskurven kann ich feststellen, daß die Bestimmung des Λ-Wertes durch sorgfältige Aufnahme etwa mit einem mittleren Fehler von 1,5 bis 2 Proz. ausführbar ist.

Inzwischen ist es mir mit Hilfe höchst empfindlicher Barretter auch gelungen, einwandfreie Dämpfungskurven in einer 8 km von der Sendestation entlegenen Empfangsstation aufzunehmen. Fig. 5 stellt eine solche Kurve, gewonnen im zweifach gekoppelten Empfangssystem, dar. Der Mittelwert Λ beträgt 0,149; die Einzelwerte ergeben folgende Tabelle

Ordinaten	Λ	Ordinaten	Λ
85	0,155	65	0,146
80	0,155	60	0,143
75	0,153	55	0,141
70	0,150		

Die größte Abweichung vom Mittel beträgt bei diesen Aufnahmen somit ca. 5 Proz. Als Resultat von 30 Kurven, welche im Laufe von 8 Tagen gewonnen sind, kann ich angeben, daß dieser Genauigkeitswert im Mittel erreicht wird. Die Aufnahme der Kurven ist aus vorläufig noch nicht ersichtlichen Gründen am gleichen Tage und unter gleichen Bedingungen nicht mit gleicher Güte auszuführen; bei 6 Kurven

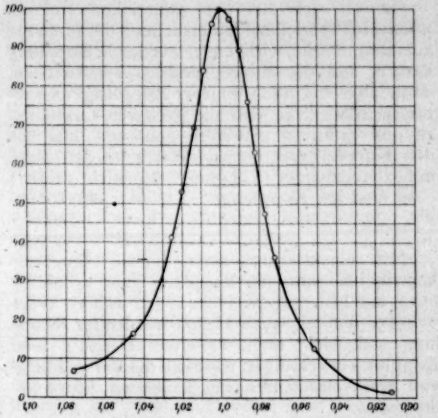


Fig. 5. Dämpfungskurve des Empfängers (Abstand vom Sender 8 km).

ist die mittlere Genauigkeit in der Λ-Bestimmung 1,5 Proz.

Die Kopplung wurde nach und nach so lose gemacht, daß eine weitere Verringerung keine Änderung im Λ-Werte mehr ergab. Der Maximalausschlag betrug bei der sehr hohen Empfindlichkeit der Barretter noch 28 bis 29 Skalenteile.[1]) Es ist durchaus notwendig, den Grad der Kopplung so lose zu machen, da sonst unrichtige Werte für Λ gefunden werden. Über diese Fehlerquelle hat auch Max Wien auf der Dresdener Versammlung berichtet.[2]) Wien gibt als Grenze der zulässigen Kopplung an, daß der Koeffizient der Kopplung gegen $\frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\pi^2}$ klein sein muß. Ich glaube, daß für doppelt gekoppelte Systeme, wie sie hier zur Anwendung kommen, das experimentelle Auffinden des richtigen Kopplungsgrades die größte Sicherheit bietet und auch schneller auszuführen ist als die Bestimmung des zulässigen Koeffizienten, zumal die Beobachtungen darauf hinführen, daß bei gleicher Kopplung verschiedene Barretter verschiedene Dämpfung ergeben.

Die Untersuchungen darüber sind noch nicht abgeschlossen. Soweit ich bis jetzt ermitteln konnte, ergeben Barretter mit kleinerem Widerstand größere Λ-Werte als solche mit größerem Widerstand. Es wird bei derartigen Messungen immer darauf ankommen, daß Meßkreis III dem Kreise II nicht zu viel Energie entzieht.

1) Doppelmillimeter. Galvanometer: Deprez d'Arsonval 30 Ω (200 Ω) Siemens & Halske. 1 mm-Ausschlag entspricht $2{,}5 \times 10^{-8}$ Am.

2) Max Wien, Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung. Diese Zeitschr. **8**, 764, 1907.

Soweit sich aus den zahlreichen Kurven, welche ich speziell zur Untersuchung der Methode aufnahm, ersehe, wirkt enger werdende Kopplung derart, daß die Kurve zunächst symmetrisch, dann aber bei noch engerer Kopplung unsymmetrisch wird, so daß die größeren Ordinaten zu den positiven ε-Werten gehören. Die aus den Kurven ermittelten A-Werte werden dann mit zunehmender Kopplung erheblich größer; so fand ich Kopplung eng $A = 0{,}717$
„ „ „ „ loser $= 0{,}66$
„ „ „ „ noch loser $= 0{,}598$.
Mit einem sehr empfindlichen Barretter konnte ich dann die Kopplung ganz erheblich loser machen und fand dann den wahren Wert $= 0{,}15$, der mit noch kleiner werdender Kopplung sich nicht mehr änderte. Derartig lose Kopplungen verlangen natürlich die Verwendung von Meßinstrumenten der äußersten Empfindlichkeit.

Weitere Versuche über die Änderung von A mit der Stärke der Meßkopplung ergaben, daß das für ein am hiesigen Physikalischen Institut angebrachtes Empfangssystem ermittelte A von 0,155 bis 0,10 mit loserer Kopplung abnahm. Übrigens ist mit festerer Kopplung nicht notwendig eine Vermehrung der Empfangswirkung verbunden; im Gegenteil sinkt für bestimmte festere Kopplungsgrade die Wirkung merklich.

Beachtenswert ist der Umstand, daß die A-Werte für die Schwingungen im Empfangssystem erheblich — fast bis zur Hälfte — kleiner sind als die A-Werte, welche im Sender beobachtet werden. Darüber berichte ich später noch eingehend.

Halle a. S., November 1907.

(Eingegangen 16. November 1907.)

Ein neues Aktinometer.

Von W. A. Michelson.

In meteorologischen, phytophysiologischen und gar astrophysikalischen Kreisen wird bereits seit längerer Zeit der Mangel an einem bequemen und doch genauen relativen Aktinometer zur Messung der direkten Sonnenstrahlung empfunden. Alle absoluten rein kalorimetrischen Methoden sind, wenn sie genaue Resultate liefern sollen, so umständlich, daß an eine Einführung derselben in die Reihe täglicher meteorologischer Terminbeobachtungen gar nicht zu denken ist. Das heutzutage mit Recht am meisten geschätzte elektrische Kompensations-Pyrheliometer von Prof. K. Ångström[1]) ist ein ausgezeichnetes Instrument, und an hundert derartiger Instrumente sind bereits in verschiedenen Ländern (besonders in Nordamerika) im Gebrauch. Doch erfordert das Arbeiten mit diesem Pyrheliometer eine physikalische Schulung, wie sie bei weitem nicht jeder meteorologische Beobachter besitzt. Zum Apparat gehören: ein Spiegelgalvanometer, ein geeichtes Milliamperemeter, ein Widerstandsregulator, eine konstante Stromquelle und eine ungestörte, erschütterungsfreie Aufstellung. Wohl kann, bei genügender Übung, mit dem K. Ångströmschen Kompensationspyrheliometer schneller gearbeitet werden als mit irgendeinem anderen absoluten Instrument, aber die Aufstellung und Vorbereitung zur Beobachtung nimmt ziemlich viel Zeit in Anspruch.

Schon viele Jahre widmete ich einen Teil meiner von Berufspflichten freien Zeit aktinometrischen Studien. Als absolutes Kontrollinstrument benutze ich außer dem K. Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometer auch mein Eis-Pyrheliometer[1]), welches ein entsprechend angepaßtes und altazimutal montiertes Bunsensches Eiskalorimeter ist, in dessen inneren „absolut schwarzen" Raum die Sonnenstrahlen durch ein genau ausgemessenes Diaphragma eindringen. Die Behandlung dieses Instrumentes erfordert aber große Sorgfalt und bietet, besonders während der wärmeren Jahreszeit, nicht unbedeutende Schwierigkeiten. Daher habe ich in letzter Zeit meine Aufmerksamkeit auf die Konstruktion eines relativen Aktinometers gerichtet.

Bei diesen Versuchen ließ ich mich vom Gedanken leiten, daß ein bequemes relatives Aktinometer nicht, wie alle Kalorimeter, Zeitsummen der Sonnenwärme liefern soll, sondern in jedem Augenblicke unmittelbar die Intensität der Energieströmung angeben soll, d. h. die Division durch die Zeit soll im Apparat selber automatisch erfolgen, wie dies ja auch im K. Ångströmschen Kompensationspyrheliometer in der Tat der Fall ist. Der Apparat soll aber keine irgendwie komplizierten Manipulationen erfordern, sondern direkt durch bloße Ablesung eine Größe liefern, die der genannten Energieströmung proportional ist.

1. Glimmer-Aktinometer.

Denken wir uns eine sehr dünne und schmale Platte aus einem homogenen, schlechten Wärmeleiter. Die Platte sei beiderseitig versilbert und dann geschwärzt (etwa — schwarz platiniert).

Wenn diese Platte mit einer ihrer Flächen den Sonnenstrahlen senkrecht entgegengestellt wird, so teilt sich die von dieser Fläche ab-

1) K. Ångström, Nova Acta Upsal. 1893. Wied. Ann. **67**, 636, 1899 und Astrophysical Journal **9**, 334, 1899.

1) W. Michelson, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. Januar 1894.

sorbierte Energie in zwei Teile: der eine wird von derselben Fläche wieder ausgestrahlt oder durch Wärmeleitung und Konvektion der Luft abgegeben. Der andere Teil dringt als Wärmestrom durch die Platte und wird in ähnlicher Weise von der zweiten, unbelichteten Fläche abgegeben. Ist die Platte sehr dünn, so kann die Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ der beiden Flächen nur gering sein. Deren absolute Temperaturen werden ein der Einheit nahes Verhältnis besitzen, und die von beiden Flächen abgegebenen Energiemengen werden auch fast gleich sein. Somit trennt sich der Energiestrom an der vorderen geschwärzten Fläche in zwei fast gleiche Teile, und durch die Platte dringt annähernd die Hälfte des gesamten Energiestromes der Sonnenstrahlen. Der durch die Platte geleitete Wärmestrom ist aber genau der Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ proportional. Wenn k die absolute Wärmeleitungsfähigkeit der Platte senkrecht zu deren Flächen ist, e deren Dicke in cm, so dringt durch jeden cm^2 in der Minute die Wärmemenge

$$\frac{Q}{2} = 60\, k\, \frac{t_1 - t_2}{e}. \qquad (1)$$

Anderseits kann die Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ unmittelbar durch die Verbiegung der Platte mit einem auf deren scharfen Rand eingestellten Mikroskop gemessen werden. Bezeichnen wir mit α den linearen Ausdehnungskoeffizient der Platte in ihrer Längsrichtung, e deren gesamte Länge und ϱ deren Krümmungsradius bei stationärer Wärmeströmung, so ist

$$\frac{\varrho + e}{\varrho} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2} = 1 + \alpha (t_1 - t_2);$$

also

$$\varrho = \frac{e}{\alpha (t_1 - t_2)},$$

und die Verschiebung des freien Randes, welche am Okularmikrometer gemessen wird =

$$y = \frac{l^2}{2\varrho} = \frac{l^2 \alpha}{2e} (t_1 - t_2). \qquad (2)$$

Wenn wir die hieraus bestimmte Temperaturdifferenz in (1) einsetzen, erhalten wir

$$Q = \frac{240\, k}{l^2 \cdot \alpha} \cdot y \qquad (3)$$

Wir sehen, daß die Verbiegung y der Platte dem auf sie fallenden Energiestrom Q direkt proportional und von deren Dicke e unabhängig ist. Wenn wir den Ausdehnungskoeffizienten α und die Wärmeleitungsfähigkeit k genau bestimmen und eine wirklich homogene Platte herstellen könnten, so würde so eine Platte nicht nur als relatives Aktinometer, sondern auch als absolutes Pyrheliometer dienen können. In der oben gegebenen elementaren Darstellung sind die Verbiegung der Platte in der Breiterichtung und die elastischen Kräfte, welche durch die Einklemmung des einen Endes derselben hervorgerufen werden, vernachlässigt.

Wie einfach das oben dargelegte Prinzip auch erscheint, so bietet seine praktische Durchführung doch sehr große Schwierigkeiten. Erstens ist ein Mikroskop von bereits bedeutender Vergrößerungszahl notwendig, um die kleinen Verbiegungen nicht allzu langer Platten zu messen. Dabei erweisen sich aber die Einstellung und zweckmäßige Beleuchtung als ziemlich kompliziert. Zweitens ist es nicht leicht, genügend homogene Platten zu finden, die sich wirklich bloß unter dem Einfluß der Temperaturdifferenz ihrer beiden Flächen verbiegen. Die meisten von mir untersuchten Glas- und Glimmerlamellen verbiegen sich immer nach einer Seite, d. h. bei Belichtung der einen Fläche — von der Sonne, bei Belichtung der anderen Fläche — zur Sonne, und sind diese Verbiegungen zum Teil viel größer als die nach Gl. (3) berechneten. Dies ist ein direkter Beweis dafür, daß die Platten so inhomogen sind, daß sie in verschiedenen Teilen verschiedene Ausdehnungskoeffizienten besitzen und sich, ähnlich wie bimetallische Thermometerlamellen unter dem Einfluß der Temperaturveränderung verbiegen.

Dennoch zeigte ein aus einer beiderseits versilberten und berußten Glimmerplatte (von etwa 60 mm Länge und 12 mm Breite) hergestelltes Aktinometer sehr befriedigende Eigenschaften.

Ein Vergleich dieses Aktinometers mit den auf gleiche Zeitmomente interpolierten Angaben eines K. Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometers (Nr. 48) ergab folgendes:

Tabelle 1:

Zeit	Ångströms	Pyrheliometer	Glimmer-	Verhältnis
13. März 1906	unmittelbar gemessen	Interpol. (A)	Aktinometer (G) Skalenteile	$\frac{G}{A}$
1h 18m	1,364			
1 24		1,352 cal	54,8	40,53
1 30	1,340			
4 20	1,086			
4 25		1,070	43,5	40,65
4 30	1,054			
4 34				
4 39	1,036	1,045	41,9	40,10
4 42				
4 46	1,008	1,022	40,0	39,14
4 50				
4 54	0,974	0,991	38,8	39,16
4 58				
5 2	0,948	0,961	37,9	39,44
5 5				
5 12	0,855	0,902	36,4	40,42
5 16				
5 19½	0,731	0,793	31,8	40,14
5 23				
5 26	0,584	0,657	27,5	41,9
5 28				
5 30	0,448	0,516	22,6	43,8

Der Reduktionsfaktor des Glimmer-Aktinometers erweist sich als ziemlich konstant. Nur die beiden letzten Zahlen zeigen eine bedeutendere Abweichung vom Mittelwert. Dies spricht aber noch nicht gegen die Konstanz des wirklichen Reduktionsfaktors, da bei der außerordentlich raschen Abnahme der Intensität nach 5 Uhr die grob interpolierten Werte der Strahlung als zu unsicher erscheinen.

Die Glimmerplatte erreichte ihr thermisches und Strahlungsgleichgewicht in 12 Sekunden nach jeder Verschiebung des Schirmes und wirkte einfach als ein empfindliches Thermometer von geringer Trägheit.

2. Bimetallisches Aktinometer.

Auf diese Weise bin ich auf Umwegen, aber schließlich rein empirisch auf das Prinzip des Violleschen Aktinometers, und zwar auf dessen erste (stationäre) Beobachtungsmethode zurückgeleitet worden.

Um nun die sich ergebenden Vorteile dieses Prinzips besser auszunützen, ersetzte ich die Glimmerplatte durch eine noch viel kleinere bimetallische Lamelle. Auf ein 0,025 mm dickes Platinblech wurde aus einer Kupfervitriollösung bloß auf einer Seite eine ungefähr ebenso dicke (0,03 mm) Kupferschicht elektrolytisch niedergeschlagen.

Die Platinkupferplatte wurde in etwa 1 bis 2 mm breite Streifen (nicht mit der Schere!) zerschnitten und ein etwa 18 mm langer solcher Streifen ($a\,b$) in einen Messinghalter P (Fig. 1) eingelötet. Dann wird diese Lamelle nach dem Lummerschen Rezept beiderseits schwarz platiniert.

An ihr freies Ende wird noch ein sehr leichter steifer Aluminiumzeiger (Fig. 1 $b\,c$ und vergrößert Fig. 2) mit etwas Schellack befestigt. Der Zeiger trägt einen winzigen weißen Beleuchtungsspiegel (c), der um 45° zur Achse des Mikroskops geneigt ist, und einen Quarzfaden (i) (oder eine andere passende Marke) davor.

Das Gewicht der Platinkupferlamelle ist bloß etwa 20 bis 28 mg.

Das Gewicht des Aluminiumzeigers ist bloß etwa 3 mg.

Diese Lamelle wird in der Achse eines massiven durchbohrten Kupferzylinders befestigt, der die Rolle des Violleschen Kugelgefäßes mit Wasser übernimmt und (in den bis jetzt ausgeführten Aktinometern) etwa 1250 g wiegt.

Die Sonnenstrahlen werden zur Lamelle durch den seitlichen Spalt N eingelassen, der etwa 15 mm lang und 3 bis 4 mm breit ist.

Fig. 1 stellt einen Längsschnitt durch den Apparat vierfach linear verkleinert dar. Dabei ist der Deutlichkeit halber der Spalt IV nach

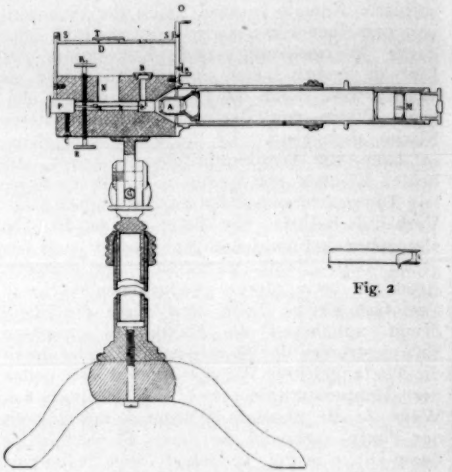


Fig. 1.

Fig. 2

oben gerichtet gezeichnet, als ob die Sonne im Zenit stände. Fig. 2 zeigt die Form des kleinen Aluminiumzeigers etwa in natürlicher Größe. Die mit einem Glasfenster verschlossene Bohrung B dient bloß zur Beleuchtung des Spiegels c.

Die Schraube C dient zur Festklemmung des pfropfenförmigen Messinghalters P und darf nach Justierung des Apparates nicht mehr berührt werden. Die feinen Schrauben R und R_1 dienen als Stütze der Messingfeder des Halters und können zur Einstellung des Quarzfadens auf jede beliebige Teilung des Okularmikrometers D benutzt werden. Wenn z. B. durch große Änderung der Lufttemperatur der Quarzfaden ganz aus dem Gesichtsfelde des Mikroskopes verschwunden ist, so müssen die Schrauben R und R_1 so lange vorsichtig gedreht werden, bis der Quarzfaden sich wieder auf einen bestimmten Teilstrich einstellt.

Der Quarzfaden ist nur dann scharf sichtbar, wenn das Beleuchtungsfenster gegen die Sonnenstrahlen gerichtet ist. Die richtige Einstellung des Aktinometers wird mittels des Diopters O und des Kreuzstriches k kontrolliert.

Der massive Kupferzylinder ist durch einen blanken Metallschirm S vor den direkten Sonnenstrahlen geschützt. Dieser Schirm hat nur die notwendigen Ausschnitte gegenüber dem Spalt N und dem Beleuchtungsfenster B. Der erstere dieser Ausschnitte D wird durch ein leichtes umklappbares Aluminiumschirmchen T geschlossen. Im Mikroskop gebrauchte ich bis jetzt mit gutem Erfolg das Zeißsche Achromat-Objektiv A (Preis 20 Mk.) und ein Huygenssches Mikrometerokular Nr. 3 (Preis 20 Mk. 50 Pf.)

Die bis jetzt nach diesem Prinzip in der Werkstatt des Physiklaboratoriums der Moskauer Landwirtschaftlichen Hochschule gebauten drei Aktinometer ergaben sämtlich sehr konstante Reduktionsfaktoren, wie aus folgenden Tabellen ersichtlich:

Tabelle 2.

Bimetallisches Aktinometer Nr. 1 (*Pt · Cu*).

Zeit 31. März 1907	Ångstr. Komp. Pyrh. No. 48 A	Bimetall. Aktin. No. 1 M	Zahl der Bestimmungen	Verhältnis $\frac{M}{A}$
2h 19m	1,254 cal	28,6	1	22,8
31m	1,215	28,2	1	23,2
44m	1,203	27,9	1	23,2
47—54m	1,197	28,0	5	23,4
56—3h2m	1,147	26,6	4	23,2
3h 10—20m	1,127	26,2	6	23,2
4h 4m	1,083	24,9	2	23,1
19—24m	1,056	24,5	6	23,2
35—39m	1,030	23,7	6	23,0
5h 18—23m	0,777	17,9	9	23,0
28—33m	0,725	16,5	6	22,8
		Mittel aus 47 Messungen		23,1

Einer Strahlung von 1 Calorie pro Min. und cm² entsprach ein Ausschlag von 23,1 Skalenteilen des Okularmikrometers, und die Einzelwerte der Verhältnisse wichen von diesem Mittelwerte nicht mehr als um ± 1,3 % ab. In dieser Serie beobachtete ich am Ångströmschen Kompensationspyrheliometer, und gleichzeitig wurden die Ablesungen an meinem Platten-Aktinometer anfangs von Prof. B. W. Stankiewitz und später von Herrn D. A. Smirnoff ausgeführt. Diese Herren sahen dabei das neue Aktinometer zum ersten Male.

Die Lamelle dieses Aktinometers erreichte praktisch ihre Gleichgewichtslage bereits nach 3 bis 4 Sekunden nach Umschlagen des Aluminiumschirmes. Es wurde abwechselnd jede 20 Sekunden in beschattetem und unbeschattetem Zustande abgelesen und dann die Differenzen eines jeden Wertes vom Mittelwerte der beiden benachbarten gebildet. Diese Differenzen sind unter M in der Tabelle angeführt.

Später machte ich die aufeinanderfolgenden Ablesungen gewöhnlich in Zwischenräumen von genau 30 Sekunden, wobei sofort nach jeder Ablesung der Aluminiumschirm umgeschlagen wurde. Dann gestaltet sich das Beobachtungsprotokoll wie folgt:

Tabelle 3.

24 Juni 1907. Nachmittag. Petrowskoje—Rasumowskoje bei Moskau. Beobachter Herr P. P. Borissow. Himmel nicht ganz rein. *Cu, Ci, Str.*

Pt-Cu-Aktinometer No. 3. Empfindlichkeit 1 cal = 38,0 Skalenteile.

Zeit	Ablesung	Mittel der benachbarten Werte	Differenz	Sonnenstrahlung
				cal
5h p 2m 0sec	56,0			min cm²
30sec	86,2	55,85	30,35	0,797
3m 0sec	55,7	86,10	30,40	0,800
30sec	86,0	55,60	30,40	0,800
4m 0sec	55,5	85,60	30,10	0,792
30sec	85,2	55,25	29,95	0,788
5m 0sec	55,0	85,10	30,10	0,792
30sec	85,0	54,45	30,25	0,796
6m 0sec	54,5			

Wir sehen, daß in dieser späten Nachmittagsstunde der Kupferblock sich allmählich abkühlt. Dennoch bleibt die Sonnenstrahlung während 3 Minuten noch annähernd konstant. Die geringen Schwankungen in den Tausendsteln sind wahrscheinlich durch kaum bemerkbare Zirrusstreifen bedingt.

Fig. 3 zeigt nach einer photographischen Aufnahme eines der von mir gebauten Instrumente zur Beobachtung bereit aufgestellt. Jedoch war dieses Instrument (Nr. 2) bei der Aufnahme noch nicht mit dem blanken Schutzschirm S nebst Aluminium-Klappe T versehen worden.

Fig. 3.

Die Konstanz der aktinometrischen Empfindlichkeit dieser Lamellenaktinometer erklärt sich einfach aus folgenden Betrachtungen. Wie Prof. O. Chwolson in seiner schönen kritischen Arbeit „Über den gegenwärtigen Zustand der Aktinometrie“ [1]) dargetan, ist das Newtonsche Abkühlungsgesetz nur bei Temperaturüberschüssen, die etwa 5 ° nicht übersteigen, anwendbar.

1) O. Chwolson, Repertorium f. Meteorologie XV. Nr. 1, St. Petersburg 1892. (Leipzig, Voß' Sortiment.)

Um die maximalen vorkommenden Temperaturüberschüsse der beleuchteten bimetallischen Lamelle über den Kupferzylinder zu bestimmen, führte ich ein feines Quecksilberthermometer in den Spalt N dicht vor die Lamelle ein und beobachtete die Lage des Quarzfadens bei verschiedenen Temperaturen und bei geschlossenem Spalt. So ergab sich z. B., daß beim Aktinometer Nr. 1 einem Grad Celsius je 6,1 Skalenteile des Okularmikrometers entsprechen. Da nun bei Belichtung der Lamelle nur selten ein Ausschlag von mehr als 30 Skalenteilen beobachtet wurde, so ist unmittelbar klar, daß der maximale Temperaturüberschuß der Lamelle etwa 5^0 betrug.

Da sowohl die Lamelle wie das Innere des Kupferzylinders als „Schwarze Körper" angesehen werden können, so läßt sich der Energieverlust durch Strahlung bei so einem Temperaturüberschusse nach dem Stefanschen Gesetze berechnen.

Nehmen wir die Temperatur der Kupferhülle zu 300^0 abs. an, so ist die maximale Temperatur der Lamelle 305^0 abs. und der einseitige stationäre Verlust durch Strahlung nach Kurlbaum $S = 1{,}28 \cdot 10^{-12} \cdot (305^4 - 300^4)\,60 = 0{,}0426$ cal./min. cm^2. Da die Platte beiderseits geschwärzt ist, so müssen wir diese Zahl noch verdoppeln, um den einem Quadratzentimeter absorbierender Fläche entsprechenden Strahlungsverlust zu erhalten. Derselbe ist 0,0852 cal./min. cm^2. Einer Temperaturdifferenz von 5^0 entspricht ungefähr eine Einstrahlung von 1,3 cal./min. cm^2. Da bei Wärmegleichgewicht der gesamte Wärmeverlust dieser Einstrahlung gleich ist, so sehen wir, daß die Ausstrahlung der Lamelle nur etwa 6,5 % (im Maximum) des gesamten Wärmeverlustes darstellt, und mindestens 93,5 % auf dem Wege der Wärmeleitung und Konvektion der Platte abgenommen werden.

Dies erklärt zur Genüge, warum das Newtonsche Abkühlungsgesetz hier gut verwendbar ist, da doch für die ausgestrahlten 6,5 % die Anwendung des Stefanschen Gesetzes statt des Newtonschen bloß eine Differenz von wenigen Tausendsteln der gesamten Wärmeabgabe ergeben würde.

Die Temperaturdifferenz $t_1 - t_0$ zwischen Lamelle und Hülle bei Wärme- und Strahlungsgleichgewicht mißt somit mit genügender Genauigkeit die von der Sonne eingestrahlte Energie q. Wenn wir mit O. Chwolson den Abkühlungskoeffizienten durch h, die absorbierende Fläche durch s und die Wärme abgebende Fläche durch S bezeichnen, so ist[1])

$$t_1 - t_0 = \frac{q}{h} \cdot \frac{s}{S}$$

1) O. Chwolson, l. c., S. 19, Gl. 6.

Da ich einen Spalt gebrauchte, der breiter ist als die bestrahlte Lamelle, so ist in unserem Fall $\frac{s}{S} = \frac{1}{2}$ und

$$q = 2\,h\,(t_1 - t_0). \qquad (4)$$

Ob nun bei der Form, welche ich dem Apparat gegeben habe, der Abkühlungskoeffizient h wirklich praktisch konstant bleibt oder nicht, darüber können nur längere vergleichende Beobachtungen entscheiden.

Da die Lamelle nur mit Platinschwarz und nicht mit Ruß bedeckt ist, so wird sich wohl die Beschaffenheit der Oberfläche kaum ändern, und die Emissionsfähigkeit angenähert dem Stefanschen Gesetze entsprechen. Die Wärmeleitungsfähigkeit der Luft wird mit der Temperatur t_0 wachsen. In demselben Maße wächst aber auch die innere Reibung der Luft mit der Temperatur, was die Konvektionsströmungen bei gegebenen Temperaturdifferenzen verlangsamt. Es ist möglich, daß sich diese beiden Wirkungen nahezu kompensieren. Eine Abhängigkeit der Konvektionsströmungen vom Luftdruck und von der Sonnenhöhe wäre auch denkbar. Eine geringe Veränderlichkeit der aktinometrischen Empfindlichkeit hat sich in der Tat beim Lamellenaktinometer Nr. 2 ergeben. Die Zahl der Beobachtungen ist aber noch zu klein, um mit Sicherheit festzustellen, wie und von welchen Faktoren diese Größe abhängig ist.

Eventuell wäre es nicht schwer für jedes Instrument, eine Korrektion für Temperatur, Barometerstand oder Sonnenhöhe einzuführen. Jedenfalls zeigen die bis jetzt ausgeführten Messungen, daß die möglicherweise notwendige Korrektion nicht groß sein wird und wohl kaum einige (3) Prozent erreichen wird.

Die Konstanz der Angaben des Instrumentes bei klarem Himmel und hohem Sonnenstande ist geradezu merkwürdig. Andererseits zeigt das Aktinometer die kleinen und raschen Schwankungen der Sonnenstrahlung noch besser an, als das Ångströmsche Kompensationspyrheliometer.

Ich erlaube mir nur noch einige Worte über die Herstellung des empfindlichen Teiles des Instrumentes, nämlich der bimetallischen Lamelle hinzuzufügen. Je dünner und schmäler diese Lamelle gemacht wird, desto schneller erreicht sie ihr thermisches Gleichgewicht, desto geringer ist ihr Temperaturüberschuß über die Umgebung, und um so konstanter ist somit der Reduktionsfaktor des Aktinometers. Andererseits wird bei zu dünner Lamelle deren Empfindlichkeit gegen kleine Erschütterungen und Windstöße zu groß, wodurch die Ablesungen sehr erschwert werden. Es muß somit eine mittlere und vorteilhafteste Stärke der

Lamelle aus Versuchen bestimmt werden. Bis jetzt habe ich bei Platinkupfer die besten Resultate mit Lamellen von Gesamtstärke von 0,05 bis 0,06 mm erreicht. Die Breite könnte wohl mit Vorteil kleiner genommen werden, als ich es bis jetzt getan, 0,5 bis 1,0 mm würde wohl genügen.

Die relative Dicke jeder Metallschicht ist aber auch nicht gleichgültig. Wenn die größte Empfindlichkeit bei gegebener Gesamtdicke erreicht werden soll, so muß jede der beiden Metallschichten bei Erwärmung nur eine Biegung und keine Längsdehnung erfahren.

Jede bimetallische Lamelle hat nämlich nur bei einer bestimmten Temperatur (etwa der Anfertigungstemperatur) keine inneren elastischen Spannungen. Bei jeder anderen Temperatur verbiegt sie sich, in jeder Metallschicht entstehen elastische Spannungen, die durch ähnliche Spannungen in der anderen Metallschicht im Gleichgewicht gehalten werden. An der Grenzfläche der beiden Metalle entstehen tangentielle Kräfte, welche den Oberflächenspannungen der Kapillarkräfte sehr ähnlich sind. Diejenige Schicht, welche einen kleineren Ausdehnungskoeffizient besitzt, ist bei Temperaturen, die höher sind als die Anfertigungstemperatur, durch äußere Kräfte gedehnt, und ihre inneren Spannungen trachten diese Trennungsflächen zu verkürzen. Umgekehrt ist es bei der anderen Schicht, die einen größeren Ausdehnungskoeffizient besitzt. In der Trennungsfläche erleiden sowohl die Dehnungen als auch die tangentiellen Spannungen einen Sprung und Zeichenwechsel.

Diese in der Trennungsfläche der zusammengeschweißten Metalle liegenden tangentiellen Spannungen halten einander das Gleichgewicht und ihre Größe bedingt die Verbiegung beider Lamellen.

Ist die oben erwähnte Bedingung erfüllt, d. h. erleiden beide Platten nur reine Biegungen, so ist die neutrale (ungedehnte) Schicht jeder Platte in deren Mitte. Das Moment der tangentiellen Spannung in der Trennungsfläche in bezug auf die neutrale Schicht ist in jeder Platte gleich ihrem halben Biegungsmoment.

Wenn wir die gemeinsame Breite beider Metallamellen mit b bezeichnen, die Dicke der einen mit a_1, diejenige der anderen mit a_2, so sind die Trägheitsmomente der Querschnitte beider Lamellen entsprechend:

$$\Theta_1 = \int_0^b \int_{-\frac{a_1}{2}}^{+\frac{a_1}{2}} y^2\, dy\, dz = \frac{1}{12} b a_1^3$$

$$\Theta_2 = \int_0^b \int_{-\frac{a_2}{2}}^{+\frac{a_2}{2}} y^2\, dy\, dz = \frac{1}{12} b a_2^3, \qquad (5)$$

und die Biegungsmomente bei Krümmungsradien $= \varrho_1$, respektiv ϱ_2 nach Navier

$$M_1 = \frac{E_1 \Theta_1}{\varrho_1} \text{ und } M_2 = \frac{E_2 \Theta_2}{\varrho_2}, \qquad (6)$$

wo E_1 und E_2 die Youngschen Elastizitätsmodule beider Metalle bedeuten.

Wenn die tangentiellen Spannungen an der Trennungsfläche beider Metalle durch P_1 und P_2 bezeichnet werden, so ist

$$P_1 a_1 = M_1 \text{ und } P_2 a_2 = M_2. \qquad (7)$$

Wenn die Platte im Gleichgewicht ist, und keine äußeren Kräfte die Biegung beeinflussen, so ist $P_1 = P_2$ und somit

$$\frac{M_1}{a_1} = \frac{M_2}{a_2} \qquad (8)$$

und nach (5) und (6)

$$\frac{E_1 a_1^2}{\varrho_1} = \frac{E_2 a_2^2}{\varrho_2}. \qquad (9)$$

Da nun die Krümmung der Lamelle im allgemeinen sehr klein ist, so wird das Verhältnis $\varrho_1 : \varrho_2$ immer sehr nahe gleich Eins sein, und die Gl. (9) kann praktisch so vereinfacht werden:

$$\frac{a_1}{a_2} = \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}. \qquad (10)$$

Die Bedingung der größten Empfindlichkeit einer dünnen bimetallischen Thermometerlamelle ist somit, daß die Dicken der beiden Metallschichten umgekehrt proportional den Quadratwurzeln aus deren Elastizitätsmoduln seien. Z. B. für Platin ist näherungsweise $E = 17000$, für Kupfer $E = 12000$, es sollten also die Dicken der beiden Metallschichten im Verhältnis von 13 : 11 sein.

Wenn Platinsilberlamellen gebraucht werden, so müssen die Dicken im Verhältnis 13 : 8,5 oder annähernd 3 : 2 genommen werden, wobei natürlich Platin immer die dünnere Schicht hat.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so erleidet die schwächere Schicht bei Temperatursteigerung über die Anfertigungstemperatur eine Streckung, wenn ihr Ausdehnungskoeffizient der kleinere ist, und eine Kürzung, wenn ihr Ausdehnungskoeffizient der größere ist. In beiden Fällen wird dadurch die Biegung und mit ihr die Temperaturempfindlichkeit eine geringere.

Ist die Bedingung (10) erfüllt, so kann die Temperaturempfindlichkeit unseres Aktinometers sehr leicht berechnet werden. Bezeichnet l die Länge der sehr schmalen belichteten Lamelle, $\delta = a_1 + a_2$ deren gesamte Dicke, c_1 und c_2 die linearen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Metalle, endlich m die Länge des steifen Aluminiumzeigers ($b\,c$ in Fig. 1), so ergeben ganz elementare Betrachtungen, daß bei einer Temperaturänderung von t_0 auf t_1 der Quarzfaden am Ende des Aluminiumzeigers sich verschiebt um

$$y = (l^2 + 2\,l\,m)\frac{c_1 - c_2}{\delta}(t_1 - t_0). \qquad (11)$$

Ist, wie in den bis jetzt gebauten Apparaten, $m = l$, so ist einfach

$$y = \frac{3\,l^2}{\delta}(c_1 - c_2)(t_1 - t_0) \qquad (12)$$

Die Empfindlichkeit ist also (bei gegebener Vergrößerung des Mikroskops) dem Quadrate der Länge der bimetallischen Lamelle direkt —, und deren Dicke — umgekehrt proportional.

Einsetzen bekannter Zahlenwerte in Gl. (12) ergibt berechnete Ausschläge y, welche die beobachteten nur wenig übertreffen.

Da bei den beobachteten geringen Temperaturüberschüssen das Newtonsche Abkühlungsgesetz anwendbar ist, ergeben Gl. (4) und (12)

$$q = \frac{2}{3}\frac{h\,\delta}{(c_1 - c_2)\,l^2} \cdot y. \qquad (13)$$

Entsprechen einem Skalenteile des Okularmikrometers w cm vor dem Objektiv, so ist die „aktinometrische Empfindlichkeit" des Apparates, d. h. der Ausschlag in Skalenteilen, welcher eine Sonnenstrahlung von 1 calorie/min. cm^2 mißt, gleich

$$A = \frac{y}{w\,q} = \frac{3}{2}\frac{(c_1 - c_2)\,l^2}{w\,h\,\delta}. \qquad (14)$$

Wenn die bimetallische Lamelle fertiggestellt ist, so kann die Länge des Mikroskop-Tubus so gewählt werden, daß diese Größe eine runde ganze Zahl wird, z. B. = 50 Skalenteilen. Wenn das Okularmikrometer in 200 Teile geteilt ist, so kann bequem auch $A = 100$ genommen werden. Dann würde ein Skalenteil direkt 0,01 Kalorie entsprechen.

Da das Temperaturgleichgewicht der Lamelle in wenigen Sekunden erreicht wird, so eignet sich das beschriebene Aktinometer besonders in allen Fällen, wo Beobachtungen rasch nacheinander gemacht werden müssen. Am 25. Juli d. J., während der großen internationalen Luftfahrten, hat Herr S. J. Sawinoff vom Meteorologischen Observatorium zu Pawlowsk ein solches Aktinometer in einem freien Luftballon mitgenommen und damit bis zu einer Höhe von 2600 Meter etwa 60 Messungen ausgeführt, was die Brauchbarkeit des Instrumentes auf Luftfahrten beweist.

Wenn weitere Vergleiche eine genügende Konstanz des Reduktionsfaktors ergeben, so wird das Instrument auch für meteorologische Terminbeobachtungen zu empfehlen sein, da die Messung selbst nur eine halbe Minute erfordert und an Bequemlichkeit und Einfachheit wenig zu wünschen übrig läßt.

Die Anfertigung derartiger Lamellen-Aktinometer nach meinem Entwurf hat die Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin übernommen.

Moskau, Oktober 1907.

(Eingegangen am 28. Oktober 1907.)

Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von beliebiger Konzentration.[1])

Von Alfred W. Porter.

Diese Arbeit ist ein Versuch, die Theorie der Lösungen zu vervollständigen, ohne die Exaktheit oder die Einfachheit der Ableitungen aufzugeben. Durch die erfolgreichen Versuche von J. E. Hartley und Earl of Berkeley über den osmotischen Druck von konzentrierten Zuckerlösungen ist die Aufmerksamkeit wieder auf dieses Gebiet gerichtet worden. Man hatte früher auf den Einfluß des hydrostatischen Drucks des reinen Lösungsmittels auf den osmotischen Druck zu wenig Gewicht gelegt und nun wurden die neuen Versuche von verschiedenen Forschern ganz verschieden gedeutet. Ich will hier versuchen, den Einfluß des Drucks auf den osmotischen Druck zusammendrückbarer Lösungen zu zeigen, sowie den Einfluß der Veränderlichkeit des Dampfdrucks mit dem hydrostatischen Druck. Der Einfluß anderer nebensächlicher Eigenschaften (z. B. der der Schwerkraft) ist hier natürlich vernachlässigt. Die folgenden Bezeichnungen sollen gebraucht werden, die sich alle auf isotherme Werte beziehen.

Lösung:

Hydrostatischer Druck p, entsprechender Dampfdruck.	π_p
Dampfdruck, wenn die Lösung nur mit ihrem eigenen Dampf in Berührung ist	π_π
Volumen beim hydrost. Druck p .	V_p
Dasselbe reduziert sich, wenn 1 g des Lösungsmittels entweicht, um	s_p
Osmotischer Druck bei einem hydrostatischen Druck p	P_p
Osmotischer Druck bei einem hydrostatischen Druck π_π	P_π

Lösungsmittel:

Druck desselben, wenn die Lösung unter dem Druck p ist	p_0
Der entsprechende Dampfdruck . .	π_{0p_0}
Dampfdruck, wenn der hydrostatische Druck der des eigenen Dampfes ist	π_{00}
Volumen beim hydrost. Druck p_0 .	V_{0p_0}
Das entsprechende spezifische Volumen	u_{p_0}
Volum und entsprechendes spezifisches Volum beim hydrostatischen Druck π_{00}	$V_{0\pi_0}$, u_{π_0}

Dampf des Lösungsmittels.

Spezifisches Volum beim Druck π_{00}	v_0
„ „ „ „ π_{p_0}	v_{p_0}
„ „ „ „ π_p	v_{π_p}

1) Aus dem Physikal. Inst. des University-College, London.

Die Beziehung zwischen osmotischem Druck und Dampfdruck.

Der folgende isotherme Kreisprozeß wird uns zu einer solchen Beziehung führen: Eine sehr große, praktisch unendlich große, Menge einer Lösung (auf die keinerlei körperliches Kraftfeld, wie die Schwerkraft, einwirkt), möge von einer Menge des reinen Lösungsmittels durch eine semipermeable Membran getrennt sein. Wir wollen voraussetzen, daß der gelöste Stoff nicht flüchtig sei. Die Lösung sei unter dem hydrostatischen Druck p, das Lösungsmittel unter dem hydrostatischen Druck p_0, so daß Gleichgewicht herrscht. Es wird nicht angenommen, daß einer dieser Drucke der Dampfdruck der betreffenden Flüssigkeit sein muß.

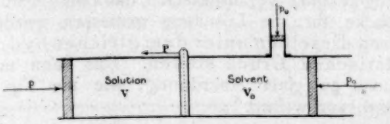


Fig. 1.

1. Man übertrage nun 1 g des Lösungsmittels aus der Lösung in das Lösungsmittel, indem man die semipermeable Membran nach links bewegt; die Arbeit, die man für das System leistet, ist:

$$P_p s_p - p_0(u_{p_0} - s_p).$$

2. Man trenne 1 g des reinen Lösungsmittels (unter p_0) von dem Rest, indem man das seitliche Rohr abteilt; ändere ferner mit Hilfe des seitlichen Kolbens den Druck dieser Menge auf π_{00}, so daß sie mit ihrem eigenen Dampf im Gleichgewicht ist und lasse sie dann verdampfen, die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_{u_{p_0}}^{\pi_{p_0}} p\,du - \pi_{00}(v_0 - u_{\pi_0}).$$

3. Man ändere den Druck des Dampfes auf π_π, so daß derselbe im Gleichgewicht ist mit der Lösung, sobald diese nur unter dem hydrostatischen Druck ihres Dampfes allein ist; die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_{\pi_{00}}^{\pi_\pi} p\,dv.$$

4. Man schließe die semipermeable Membran durch eine Zwischenwand, an welche ein hydrostatischer Druck p_0 angelegt werden kann; die Lösung kann dann entfernt werden. Wir ändern nun deren Druck auf π_π, bringen sie in Kontakt mit dem abgetrennten Dampf des Lösungsmittels, der gleichfalls unter dem Druck π_π ist, kondensieren den Dampf in die Lösung, so daß das Volumen der Lösung um s_π steigt und komprimieren dann bis auf den Druck p. Die geleistete Arbeit ist:

$$-\int_{p}^{\pi_\pi} p\,dV + \pi_\pi(v_\pi - s_\pi) + \int_{p}^{\pi} p\,d(V+s).$$

Die Verbindung durch die semipermeable Membran hindurch muß dann durch Entfernung der Zwischenwand wieder hergestellt werden und damit sind wir zu dem Anfangsstadium zurückgelangt und da der Kreisprozeß ein isothermer war, so muß die gesamte Arbeit gleich null sein.

Addieren wir die einzelnen Ausdrücke und vereinfachen wir, so muß also

$$(P_p + p_0)s_p - ps_p - \int_{\pi_{00}}^{p_0} u\,dp - \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp + \int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = 0$$

sein, und daß $P_p = p - p_0$,

$$\int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp + \int_{\pi_{00}}^{p-P_\pi} u\,dp. \qquad (1$$

Dieser Ausdruck gibt uns den osmotischen Druck für beliebige Konzentration und beliebige Temperatur in seiner Abhängigkeit von den Dampfdrucken usw., gleichfalls bezogen auf dieselbe Konzentration und die gleiche Temperatur. Diese Gleichung berücksichtigt den Einfluß der Kompressibilität und stellt genau die besonderen Umstände fest, denen die verschiedenen physikalischen Daten entsprechen. So sind z. B. die Drucke π_{00} und π_π die Dampfdrucke des Lösungsmittels und der Lösung, wenn beide unter dem hydrostatischen Druck ihres eigenen Dampfes stehen und nicht allgemein unter den hydrostatischen Drucken p_0 resp. p, wie man vermuten könnte.

Um diese Gleichung mit den bisher vorgeschlagenen zu vergleichen, wollen wir zunächst annehmen, daß s und u konstant seien (d. h. wir vernachlässigen zunächst die Kompressibilität) und daß der Dampf den Gasgesetzen folge. Die Gleichung wird dann:

$$(p - \pi_\pi)s + (\pi_{00} - p_0)u = RT\log(\pi_{00}/\pi_\pi), \qquad (2)$$

worin R die Gaskonstante für den Dampf des Lösungsmittels ist. Oder

$$(P_p + p_0 - \pi_\pi)s + (P_p + \pi_{00} - p)u = RT\log(\pi_{00}/\pi_\pi). \qquad (3)$$

Die folgenden speziellen Fälle sind nun von Interesse:

1. Ist P_{s_0} der osmotische Druck, wenn das Lösungsmittel unter dem hydrostatischen Druck π_{00} seines eigenen Dampfes steht, dann wird

$$(P_{s_0} + \pi_{00} - \pi_\pi)s = RT\log(\pi_{00}/\pi_\pi). \qquad (4)$$

Diese Gleichung ist identisch mit der van't Hoffschen, nur daß die letztere sich auf molekulare Mengen bezieht, und die Änderung von P und π mit dem hydrostatischen Druck nicht berücksichtigt.

2. Ist P_π der osmotische Druck, wenn die Lösung unter dem hydrostatischen Druck π_π ihres eigenen Dampfes steht, dann wird

$$(P_\pi + \pi_{00} - \pi_\pi) u = RT \log (\pi_{00}/\pi_\pi). \quad (5)$$

Diese Gleichung ist genau identisch mit der von Earl of Berkeley, nur daß dieser den Einfluß des Druckes nicht berücksichtigt.

Der Einfluß des hydrostatischen Druckes der Lösung.

Differentiieren wir Formel (2) in bezug auf p, indem wir die Konzentration (c) und daher den Wert von π_π konstant halten, so erhalten wir

$$\left(\frac{dp_0}{dp}\right)_c = \frac{s}{u}, \text{ oder } \left(\frac{dP}{dp}\right)_c = \frac{u-s}{u}.$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt nicht die Kompression. Wenn wir die genaue Gleichung (1) differentieren, erhalten wir

$$\left(\frac{dP_p}{dp}\right)_c = \frac{u_{p_0} - s_p}{u_{p_0}}, \quad (6)$$

einen Ausdruck der von gleicher Form ist wie der frühere, nur daß die Werte eine präzisere Bedeutung haben. Ähnlich ist der Betrag der Änderung des osmotischen Druckes mit der Änderung des hydrostatischen Druckes des Lösungsmittels gegeben durch

$$\left(\frac{dP_p}{dp_0}\right)_c = \frac{u_{p_0} - s_p}{s_p}. \quad (7)$$

Vergleich des osmotischen Drucks von Lösungen verschiedener Substanzen in dem gleichen Lösungsmittel.

Haben wir mehrere Lösungen verschiedener Substanzen in demselben Lösungsmittel, und ist das reine Lösungsmittel, gegen das sie osmotisch geprüft werden, unter dem Druck seines eigenen Dampfes (π_0), dann zeigt Gleichung (1), daß, wenn die Dampfdrucke der Lösungen (gemessen für einen hydrostatischen Druck der Lösung gleich ihrem eigenen Dampfdruck) gleich sind, die osmotischen Drucke im allgemeinen verschieden sein werden. Denn die Gleichung, die P bestimmt, ist in diesem Fall

$$\int_{\pi_\pi}^{p} s\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp, \quad (8)$$

worin $p - \pi_{00} = P_{\pi_0}$, und s für verschiedene Lösungen wesentlich andere Werte annimmt.

Sind aber nicht die Lösungsmittel, sondern sind die Lösungen unter hydrostatischen Drucken gleich ihren eigenen Dampfdrucken, und sind dann diese Dampfdrucke gleich, so werden die Lösungen auch denselben osmotischen Druck haben. Denn Gleichung (1) wird dann

$$\int_{\pi_\pi - P_\pi}^{\pi_{00}} u\,dp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_{00}} v\,dp, \quad (9)$$

und diese beiden Ausdrücke hängen nur von den Eigenschaften des reinen Lösungsmittels und den betreffenden Drucken ab.

Nun läßt es sich aber leicht zeigen, daß diese zweifache Isotonie (für Dampfdruck und für osmotischen Druck) in gleicher Weise für irgendwelche hydrostatischen Drucke der Lösungen gilt, vorausgesetzt, daß die Dampfdrucke für die Lösungen gemessen werden, wenn dieselben unter dem gleichen hydrostatischen Druck stehen. Das kann man leicht an einer Anordnung, wie sie Fig. 2 zeigt, nachweisen.

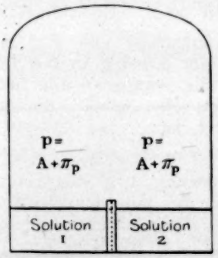


Fig. 2.

Zwei verschiedene Lösungen mit demselben Lösungsmittel sind in einem Gefäß enthalten und voneinander durch eine semipermeable Membran getrennt. Der Raum darüber enthält den Dampf zusammen mit einem inerten Gas vom Druck A. Das Gefäß möge sich irgendwo befinden, wo es der Wirkung der Schwerkraft nicht ausgesetzt ist. Dann ist es klar, daß wenn die osmotischen Drucke gleich, aber die Dampfdrucke verschieden wären, eine Zirkulation entstehen müßte, die das anfängliche osmotische Gleichgewicht umstößt und zwar nach der Richtung, daß die Verschiedenheit der Dampfdrucke und damit ein beständiges Strömen aufrecht erhalten würde; ein solches Perpetuum mobile ist aber unmöglich. Daß dieses Resultat nicht der Gleichung (1) widerspricht, wollen wir unten zeigen; dazu ist es aber notwendig, vorher die Beziehung für die Abhängigkeit der Dampfdrucke von den hydrostatischen Drucken abzuleiten.

Änderung des Dampfdruckes mit dem hydrostatischen Druck.

Eine Näherungsformel für diese Änderung hat J. J. Thomson[1]) abgeleitet. Wir wollen versuchen, für diese Abhängigkeit eine strenge Formel mit Hilfe eines isothermen Kreisprozesses abzuleiten:

Wir nehmen ein großes Volumen V der Lösung mit dem Raum darüber, der ein indifferentes Gas z. B. Luft enthalten mag und schließen dieses Volumen durch einen Kolben ab, der semipermeabel sei, (nur für den Dampf permeabel) und dieser Kolben sei wieder eingeschlossen durch einen vollständig undurchdringlichen Kolben. Auf den semipermeablen Kolben wirkt der Druck A der Luft; auf den undurchdringlichen Kolben dagegen wird nur der Dampfdruck π_p wirken. Das ursprüngliche Volum von Gas und Dampf sei V_A. Wir lassen nun

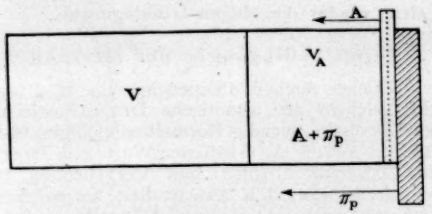


Fig. 3.

1. zunächst 1 g des Lösungsmittels aus der Lösung verdampfen, indem wir den äußeren Kolben fortziehen, während der innere fixiert bleibt; geleistete Arbeit:

$$As_p - \pi_p(v_{\pi_p} - s_p) \text{ oder } -\pi_p v_{\pi_p} + ps_p ,$$

worin v_{π_p} das spezifische Volum des Dampfes beim Druck π_p ist.

2. Man ändere nun den Gesamtdruck auf $p' = A' + \pi_{p'}$, indem beide Kolben soweit bewegt werden, daß nicht weitere Flüssigkeit verdampft oder sich kondensiert. Die Arbeit, die wir durch den inneren Kolben leisten, ist

$$-\int_{p-\pi_p}^{p'-\pi_{p'}} Ad(V - s + V_a),$$

die durch den äußeren ist

$$-\int_{\pi_p}^{\pi_{p'}} \pi d(v + V - s + V_A + V_B),$$

worin V_B ein Volumen ist, das der Tatsache entspricht, daß der Dampf, der zuerst zur Linken des inneren Kolbens war, infolge der Druckänderung vielleicht durch diesen Kolben durchgedrungen ist, da ja die Gesetze der Zusammendrückbarkeit für den Dampf nicht dieselben sind wie für die Luft A.

3. Wir kondensieren nun 1 Gramm des Dampfes, indem wir den äußeren Kolben von rechts nach links bewegen; geleistete Arbeit:

$$\pi_{p'} v_{\pi_{p'}} - p' s_{p'}.$$

4. Stellen wir nun den Anfangszustand des Systems durch entsprechende Bewegung der Kolben wieder her, so leisten wir dabei eine Arbeit von

$$\int_{p-\pi_p}^{p'-\pi_{p'}} Ad(V + V_A) + \int_{\pi_p}^{\pi_{p'}} \pi d(V + V_A + V_B),$$

wobei $\int \pi dV_B$ dasselbe bleibt wie zuvor.

Wir haben nun einen vollkommenen Kreisprozeß durchgeführt, die gesamte Arbeit ist null, daher (durch partielle Integration)

$$\int_p^{p'} sdp = \int_{\pi_p}^{\pi_{p'}} vdp, \qquad (10)$$

und

$$\partial\pi_p/\partial p = s_p/v_{\pi_p}.$$

Als die oberen Grenzen der beiden Integrale setzen wir am besten

$$p' = \pi_\pi \text{ und } \pi_{p'} = \pi_\pi .$$

Das Resultat gilt für eine Lösung beliebiger Konzentration; für das reine Lösungsmittel wird daher

$$\int_{p_0}^{p_0'} udp = \int_{\pi_{0p_0}}^{\pi_{0p_0'}} vdp \text{ und } \partial\pi_{0p_0}/\partial p_0 = u_{p_0}/v_{\pi_{0p_0}}. \qquad (11)$$

Dieses Resultat ist identisch mit dem von J. J. Thomson[1]) als annähernde Lösung erhaltenen. Als obere Grenze dieser Integrale nehmen wir am besten $p_0' = \pi_{00}$ und $\pi_{0p_0'} = \pi_{00}$.

Mit Hilfe dieser Gleichungen können wir nun die Gleichung (1) umformen. Wir haben

$$\int_p^\pi sdp = \int_{\pi_p}^{\pi_\pi} vdp$$

und wenn wir das in Gleichung (1) einsetzen,

$$\int_{\pi_{00}}^{p-P_p} udp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_p} vdp + \int_{\pi_{00}}^{\pi_\pi} vdp = \int_{\pi_{00}}^{\pi_p} vdp. \qquad (12)$$

Diese Integrale hängen nur von den Eigenschaften des reinen Lösungsmittels und von den Integrationsgrenzen ab. Wenn für 2 Lösungen, die wir vergleichen, alle Inte-

1) „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry", S. 171.

1) „Applications of Dynamics", S. 171.

grationsgrenzen bis auf eine gleich sind, muß die restliche Integrationsgrenze ebenfalls gleich sein, da die Volume positive und eindeutige Funktionen der Drucke sind. D. h. Gleichheit der Werte von π_p bedingt Gleichheit der Werte von P_p, wo p für beide Lösungen gleich ist.[1])

Die Näherungsform der obigen Gleichung ist

$$(P_p - p + \pi_{00})u = RT \log \pi_{00}/\pi_p).$$

Wenn p der Wert ist, für den der hydrostatische Druck des Lösungsmittels π_{00} ist, so ist die linke Seite der Gleichung null, für diesen Fall, dann muß auch $\pi_{00} = \pi_p$. Das ist nur ein spezieller Fall einer allgemeinen Beziehung, die wir nunmehr ableiten wollen.

Setzen wir nämlich den Wert für $\int_{\pi_\pi}^{p} sdp$ und für $\int_{\pi_{00}}^{p_0} udp$ in Gleichung (1) ein, so erhalten wir

$$\int_{\pi_\pi}^{\pi_\pi} vdp = \int_{\pi_\pi}^{\pi_0} vdp + \int_{\pi_{00}}^{\pi_0 p_0} vdp \quad \text{oder} \quad \int_{\pi_0 p_0}^{\pi_p} vdp = 0,$$

daher

$$\pi_p = \pi_{0p_0}.$$

Das heißt, wenn eine Lösung im osmotischen Gleichgewicht ist mit dem reinen Lösungsmittel, so ist der Dampfdruck der Lösung gleich dem Dampfdruck des reinen Lösungsmittels, beide gemessen für den tatsächlichen hydrostatischen Druck der betreffenden Flüssigkeit. Daß dies der Fall ist, wird völlig klar, wenn wir uns (Fig. 4) die Lösung und das Lösungsmittel in

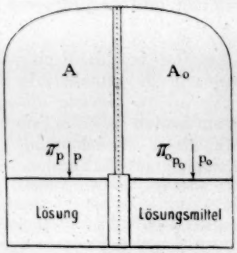


Fig. 4.

ein Gefäß gebracht denken, getrennt durch eine semipermeable Membran. Der Raum darüber sei auch in 2 Teile geteilt durch eine Scheidewand, die zwar für den Dampf des Lösungsmittels, nicht aber für ein indifferentes Gas durchlässig sei. Eine Druckdifferenz $p - p_0 = P_p$ zwischen beiden Seiten wird mit Hilfe eines indifferenten Gases, z. B. Luft, aufrecht erhalten. Dann würde, wenn nicht die Dampfdrucke π_p und π_{0p_0} gleich sind, der Dampf unter fortwährender Verdampfung und Kondensation beständig strömen, so daß das ursprüngliche osmotische Gleichgewicht derart umgestoßen wird, daß die Verschiedenheit der Dampfdrucke und daher das beständige Strömen aufrecht erhalten bliebe; ein solches Perpetuum mobile ist aber unmöglich. Diese Schlußfolgerung zeigt uns, daß die oben abgeleiteten Gleichungen richtig sind.

Wir haben nur den Fall eines nichtflüchtigen gelösten Stoffes behandelt, aber es ist leicht einzusehen, daß die Ableitung auch gilt, wenn der gelöste Stoff flüchtig ist. Dann können wir nämlich annehmen, daß die obere Scheidewand für den Dampf des gelösten Stoffes undurchdringlich ist, und dann gelten wieder die obigen Überlegungen.

Normalbedingungen der Messung.

Welches auch der experimentelle Weg sei, auf welchem der osmotische Druck bestimmt wird, so ist notwendig Normalbedingungen festzulegen, auf die die erhaltenen Werte zum Zweck der Zusammenstellung und Vergleichung zu reduzieren sind, d. h. festzustellen, auf welchen hydrostatischen Druck sie sich beziehen sollen. Wenn osmotische Drucke nach der de Vriesschen Methode verglichen werden (mit Hilfe von vegetabilischen oder animalischen Zellen), wie es ja häufig geschieht, so ist die Lösung nur unter einem geringen Druck. Wenn andererseits die Werte nach der Methode Earl of Berkeley erhalten wurden, so ist es das reine Lösungsmittel, das sich unter einem mäßigen Druck befindet. Die Werte für den osmotischen Druck sind in beiden Fällen im allgemeinen verschieden.

Nun ist es offenbar richtiger, immer entweder auf den Wert, der dem Lösungsmittel unter seinem eigenen Dampfdruck entspricht, oder auf den Wert, welcher der nur unter ihrem eigenen Dampfe stehenden Lösung entspricht, zu reduzieren und man wird das letztere vorziehen. Da nämlich der osmotische Druck eine Eigenschaft der Lösung ist, erscheint es wohl richtig, das reine Lösungsmittel nur in zweiter Linie in Betracht zu ziehen, soweit das nach dem experimentellen Verfahren der Bestimmung des osmotischen Druckes nötig ist. Es könnte vielleicht eingewendet werden, daß, wenn dieses Normale angenommen wird, der Gleichgewichtsdruck des reinen Lösungsmittels, selbst für mäßig konzentrierte Lösungen meistens negativ sein würde, d. h. das Lösungsmittel müßte unter

1) Es kann also Larmors Beweis (Zeitschr. f. Physik. Chemie **60**), daß sie auch denselben Gefrierpunkt haben, auf Lösungen von beliebigem hydrostatischen Druck ausgedehnt werden.

Druck erhalten werden. Diese Schwierigkeit verschwindet, wenn wir uns erinnern, daß ein gewisser Betrag von Spannung in Flüssigkeiten praktisch möglich ist, und daß man sich den osmotischen Druck einer starken Lösung immer als gegen den einer schwächeren gemessen vorstellen kann und dann wieder gegen eine schwächere und so fort, bis wir zum reinen Lösungsmittel kommen. Wenn dieses Normale eingehalten wird, so erhalten wir aus Gleichung (1)

$$\int_{\pi_x - P_x}^{\pi_\infty} u\,dp = \int_{\pi_x}^{\pi_\infty} v\,dp,$$

eine Gleichung, die graphisch auf dem pv-Diagramm des reinen Lösungsmittels wiedergegeben werden kann (Fig. 5).

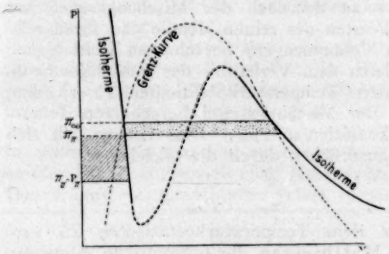


Fig. 5.

Die Gleichung besagt, daß die punktierte Fläche gleich sein muß der schraffierten Fläche; die vertikale Höhe der schraffierten Fläche ist dann der osmotische Druck.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine genaue Gleichung erhalten für den Zusammenhang von osmotischem Druck und Dampfdruck einer Lösung gegebener Konzentration von beliebiger Kompressibilität und beliebigem hydrostatischen Druck.

2. Es wurden exakte Gleichungen erhalten für die Abhängigkeit des osmotischen Drucks und des Dampfdrucks vom hydrostatischen Druck.

3. Es wurde gezeigt, daß, wenn eine Lösung bei irgendeinem Druck durch eine semipermeable Membran hindurch im Gleichgewicht ist mit dem reinen Lösungsmittel, daß dann ihr Dampfdruck gleich ist dem Dampfdruck des Lösungsmittels, beide gemessen für die hydrostatischen Drucke, unter denen die Lösung resp. das Lösungsmittel steht.

4. Es wurde gezeigt, daß, wenn 2 Lösungen bei beliebigem, aber gleichem hydrostatischen Druck isotonisch sind in bezug auf den Dampfdruck, daß sie dann auch isotonisch sind in bezug auf den osmotischen Druck und denselben Gefrierpunkt haben.

(Aus dem Englischen übersetzt von O. Brill.)

(Eingegangen 26. August 1907.)

Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen, betr. den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Metallegierungen. I.

Von W. Guertler.

I.

Es ist an anderer Stelle [1]) dargelegt worden, daß sich der spez. elektrische Leitungswiderstand binärer Legierungen in Abhängigkeit von ihrer Konzentration und von der Temperatur folgendermaßen darstellen läßt:

1. Enthalten die Legierungen weder Verbindungen noch Mischkristalle, so läßt sich ihr Widerstand durch eine Raumfigur von der Gestalt der in Fig. 1 links gegebenen dar-

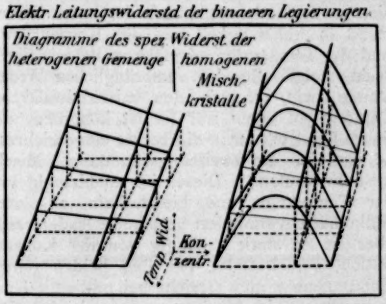


Fig. 1.

stellen. Dort sind auf den drei räumlichen Koordinatenachsen die Volumkonzentration in Prozenten von 0 bis 100 horizontal, die Widerstände vertikal, die Temperaturen normal zur Zeichenebene aufgetragen. Bei konstanter Temperatur ist der Widerstand nahezu linear von der Volumkonzentration abhängig, bei konstanter Konzentration nahezu linear von der Temperatur. Die absoluten Beträge der Zunahme des Widerstandes über ein konstantes Temperaturintervall sind (nahezu) linear abhängig von der Volumkonzentration. Der relative Temperaturkoeffizient ist gleich dem der reinen Metalle konstant. Der Widerstand dieser Legierungen verschwindet beim absoluten Nullpunkt der Temperatur ebenso wie der der reinen Metalle.

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 397—433, 1906; **54**, 58—88, 1907; Zeitschr. f. Elektrochemie **13**, 441—446, 1907.

2. Enthalten die Legierungen zwar keine Verbindungen, wohl aber Mischkristalle, so erfährt die Leitfähigkeit eine außerordentliche Erniedrigung. Zur Veranschaulichung sind in Fig. 2 die Leitfähigkeitskurven einer Reihe von

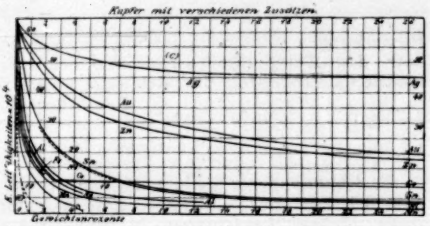


Fig. 2.

Kupferlegierungen mit Gehalten bis zu 27 Proz. des zugesetzten Metalles dargestellt. (Der entsprechende Anstieg des Widerstandes ist nicht ganz so markant ausgeprägt.)

Bei lückenloser Mischbarkeit im kristallisierten Zustande stellt sich der spez. Widerstand in Abhängigkeit von der Konzentration und der Temperatur ungefähr so da, wie Fig. 1 rechts zeigt. Zu dem ursprünglichen Widerstande, wie er auch den mischkristallfreien Legierungen eigen war (er ist kongruent der linken Figur wieder in die rechte eingezeichnet), addiert sich ein zweiter „sekundärer" Mischkristallwiderstand. Dieser ist unabhängig von der Temperatur und bleibt beim absoluten Nullpunkt unvermindert bestehen. Andererseits aber ist er stark abhängig von der Konzentration, verschwindet bei den beiden reinen Komponenten und erreicht bei mittleren Konzentrationen ein Maximum. Der absolute Betrag der Widerstandszunahme über ein gegebenes Temperaturintervall ist bei den mischkristallfreien Legierungen linear abhängig von der Konzentration. Der relative Temperaturkoeffizient ist stark erniedrigt und zwar ist seine Erniedrigung der Widerstandserhöhung, resp. Leitfähigkeitserniedrigung proportional, so daß die Kurven des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration dieselbe Gestalt aufweisen, wie die Leitfähigkeitskurven.

Durch diese beiden einfachsten Regeln sind die Gesetzmäßigkeiten aller anderen komplizierteren Fälle festgelegt. Bei Auftreten einer Lücke in der Mischkristallreihe ergeben sich gewisse Kombinationen der obigen beiden Fälle, bezüglich deren auf die zitierten Abhandlungen verwiesen werden muß. Treten Verbindungen auf, so läßt sich über deren Leitfähigkeit und Temperaturkoeffizienten allerdings nach dem bislang Gegebenen nichts Quantitatives aussagen. Diese Werte können vorläufig nur experimentell festgestellt werden. Sind sie jedoch bekannt, so lassen sich auch auf die ganzen Legierungsreihen, die diese Verbindungen enthalten, obige Regeln anwenden, wenn man die Reihen entsprechend den Konzentrationen der Verbindungen zerteilt und die einzelnen binären Systeme aus je zwei Verbindungen, resp. je einer Verbindung und einer reinen Komponente gesondert betrachtet.

Zur Erhärtung der obigen Sätze war neben zahlreichem experimentellen Material der verschiedensten Autoren auch ein von Matthiessen und Voigt[1]) aufgestelltes Gesetz, über einen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit und ihrem Temperaturkoeffizienten grundlegend herangezogen worden.

Matthiessens Gesetz besagt:

In jeder beliebigen Legierung ist das Verhältnis der tatsächlich beobachteten Leitfähigkeit $\varkappa$ zu der nach der Mischungsregel (aus den Werten der reinen Metalle und ihren relativen Volummengen) berechneten Leitfähigkeit $\varkappa_m$ gleich dem Verhältnis des tatsächlich beobachteten Temperaturkoeffizienten P_a zu dem nach der Mischungsregel berechneten Temperaturkoeffizienten P_{am}. Dies Gesetz läßt sich also ausdrücken durch die Gleichung:

$$\frac{\varkappa}{\varkappa_m} = \frac{P_a}{P_{am}} . \qquad (1)$$

Unter dem Temperaturkoeffizienten P_a versteht Matthiessen die prozentische Abnahme der Leitfähigkeit durch Erhöhung der Temperatur von 0 auf 100° oder des Widerstandes durch Erniedrigung derselben von 100 auf 0°. Er setzt also:

$$\frac{P_a}{100} = \frac{\varkappa_0 - \varkappa_{100}}{\varkappa_0} = \frac{W_{100} - W_0}{W_{100}} . \qquad (2)$$

Bei Abwesenheit von Mischkristallen, in denjenigen Fällen also, wo der spez. Widerstand der Legierungen überhaupt keine außergewöhnlichen Erscheinungen zeigt, sagt dieses Gesetz nur aus, daß der relative Temperaturkoeffizient konstant bleibt, und ist deshalb hier weniger von Bedeutung.

Tritt dagegen der starke sekundäre Widerstand auf, so ist es das Matthiessensche Gesetz, mit dessen Hilfe — worauf auch Liebenow[2]) erneut energisch hinwies — sich über die Gesetze, denen dieser Widerstand unterworfen ist, die allerwertvollsten Schlüsse gewinnen lassen und auch die obigen Regeln zum Teil gewonnen worden sind. Vollends, nachdem es nach den oben zitierten Darlegungen nicht mehr zu bezweifeln ist, daß das Auftreten von Mischkristallen und nur dieses die Ursache des sekundären Widerstandes ist, und bei den

1) Pogg. Ann. **122**, 19, 1864.
2) Liebenow, Zeitschr. f. Elektroch. **4**, 201, 1897.

weitreichenden Folgerungen, die sich daraus für die Theorie der Elektronen und der kristallisierten Lösungen ergeben, dürfte es vielleicht nicht ungerechtfertigt sein, zu dem Gesetze Matthiessens hier noch einiges zu sagen.

Eine Reihe von Ausnahmen, die Matthiessen seinem Gesetze zugestehen zu müssen glaubte, konnte ich an der Hand unserer gegenwärtigen besseren Kenntnis der Konstitution der Metallegierungen als nur scheinbare aufklären und im Gegenteil mit seinem Gesetze in vollkommenen Einklang bringen (Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 75).

Einige andere Ausnahmen scheinen auf Legierungen magnetischer Metalle und magnetische Legierungen unmagnetischer Metalle (Manganlegierungen) beschränkt zu sein, so daß anzunehmen ist, daß hier im Zusammenhang mit der Magnetisierbarkeit neue Erscheinungen auftreten, die die einfacheren Gesetzmäßigkeiten zerstören.

Es bleibt nur als letztes und wichtigstes ein energischer Protest bestehen, den Barus[1]) gegen das Gesetz Matthiessens erhob. Auf diese Kontroverse näher einzugehen, soll der Zweck dieses vorliegenden ersten Aufsatzes sein. In einem nachfolgenden zweiten möchte ich an der Hand einiger eigener Messungen eine Erweiterung des Gesetzes zu geben versuchen.

II.

Barus stellt an Stelle des Gesetzes von Matthiessen ein anderes auf, welches nicht für alle Legierungen gemeinsam, sondern für die Legierungen je eines Metalles mit nicht zu großen Mengen (bis etwa 10 Proz.) beliebiger anderer Metalle gültig sein soll.

Ausgehend von der Gleichung:

$$W = W_0(1 + \alpha t)$$

oder

$$\alpha = \frac{W - W_0}{t \cdot W_0},$$

legt er den Widerstand W und den Temperaturkoeffizienten α seinen Betrachtungen zugrunde.

Er findet, daß seine Messungen an Platinlegierungen, wie die Messungen Matthiessens an Gold-, Silber- und Kupferlegierungen zu einer hyperbolischen Beziehung zwischen W und α führen. Nach Einführung geringfügiger Vereinfachungen lautet die Beziehung in unserer Bezeichnungsweise:

$$W(\alpha + m) = n. \qquad (3)$$

Daraus ergibt sich die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von dem Temperaturkoeffizienten linear:

$$\varkappa = \frac{\alpha + m}{n}. \qquad (4)$$

1) Barus, Sill. Amer. Journ. Science [3] **36**, 427, 1888.

Die Größen m und n sind Konstanten des jedesmal einer Legierungsgruppe gemeinsamen Ausgangsmetalles.

Dem Gesetze Barus' entsprechen die Meßresultate beider Forscher, dem Gesetze Matthiessens folgen die von diesem gegebenen Daten ebenfalls, während die von Barus gegebenen sich hier nicht zum Vergleich heranziehen lassen. Barus teilt nämlich statt der chemischen Zusammensetzung seiner Legierungen nur deren spezifische Gewichte mit, aus welchen, zumal bei geringer Differenz der spezifischen Gewichte der Komponenten, die Zusammensetzung nicht mit genügender Sicherheit zu ersehen ist. Es ist daher die Berechnung von $\varkappa_m$ und P_m, die für die Anwendung von Matthiessens Formel nötig wäre, nicht möglich.

Der Umstand, daß also die Formeln beider Autoren mit den Meßresultaten, soweit es sich feststellen läßt, übereinstimmen, macht es wahrscheinlich, daß sie sich miteinander in Einklang bringen lassen, was in folgendem versucht werden soll.

Um die Formeln beider Autoren vergleichen zu können, ist es zunächst notwendig, den von beiden in verschiedener Form gegebenen Temperaturkoeffizienten auf gleiche Ausdrucksweise umzuformen. Als diese möge gewählt werden: die prozentische Zunahme P_z des Widerstandes durch Erhöhung der Temperatur von 0 auf 100°, oder der Leitfähigkeit durch Erniedrigung derselben von 100 auf 0°, definiert durch die Gleichung:

$$\frac{P_z}{100} = \frac{W_{100} - W_0}{W_0} = \frac{\varkappa - \varkappa_{100}}{\varkappa_{100}}. \qquad (5)$$

Dieser Ausdruck ist einerseits dem von Matthiessen gegebenen (Gleichung 2) außerordentlich ähnlich. Vorläufig wollen wir willkürlich in Matthiessens Gleichung (1) den Ausdruck P_a durch P_z ersetzen. Welchen Fehler wir dabei machen, soll weiter unten gezeigt werden.

Andererseits läßt sich aus dem von Barus verwendeten Ausdruck α leicht P_z ableiten. α bedeutet hier den mittleren Temperaturkoeffizienten im Intervall von 0 bis 100°. Wir erhalten deshalb ohne weiteres

$$W_{100} = W_0(1 + \alpha \cdot 100)$$

und durch Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (5)

$$P_z = \alpha \cdot 10^4.$$

Wir gelangen so zu zwei Gleichungen für die Beziehung zwischen der Leitfähigkeit $\varkappa$ und dem Temperaturkoeffizienten P_z:

nach Matthiessen (modifiziert, entsprechend Gleichung 1):

$$\varkappa = \frac{\varkappa_m}{P_{zm}} P_z \qquad (6)$$

nach Barus (entsprechend Gleichung 4):

$$\varkappa = \frac{P_z \cdot 10^4 + m}{n} = \frac{P_z + m \cdot 10^4}{n \cdot 10^4}. \qquad (7)$$

III.

Auch diese Gleichungen (6) und (7) sind noch nicht direkt vergleichbar, weil die erste für Spezialfälle gilt, die andere allgemeine Gültigkeit haben soll. Gleichung (6) enthält neben den Konstanten m und n des gemeinsamen Ausgangsmetalles nur eine unabhängige Variable $\varkappa$, während die andere Gleichung keine Konstanten, dafür aber die Variablen P_{zm} und $\varkappa_m$ außer $\varkappa$ enthält.

Eine weitere Annäherung der Formeln werden wir also erzielen können, indem wir in die uneingeschränkte Allgemeingültigkeit der Matthiessenschen Gleichung die von Barus angegebene Einschränkung einführen und untersuchen, welche weitere Annäherung der beiden Formeln sich hierdurch erreichen läßt.

Wir wollen also die vier von Barus seinen Betrachtungen zugrunde gelegten Ausgangsmetalle: Platin, Gold, Silber, Kupfer herausgreifen. Diese vier Metalle wollen wir uns zunächst mit anderen legiert denken, welche gleiche Leitfähigkeit und gleichen Temperaturkoeffizienten besitzen, wie das betreffende Ausgangsmetall selbst. (Diese Voraussetzung ist beispielsweise annähernd verwirklicht durch die Legierungen von Platin mit Palladium und von Kupfer mit Silber.) Dadurch werden in Gleichung (6) $P_{zm} = P_z = \text{const}$, und $\varkappa_m = \varkappa = \text{const}$. Bezeichnet man den Quotienten dieser beiden Konstanten $\frac{P_{zm}}{\varkappa_m}$ mit $n' \cdot 10^4$, so geht Gleichung (6) über in die Form:

$$\varkappa = \frac{P_z}{n' \cdot 10^4}. \qquad (6a)$$

In dieser Form kommt sie der Gleichung (7) schon nahe. Einen Vergleich der Konstanten gibt die Zusammenstellung in Tabelle I. Dort

Tabelle I.

Ausgangsmetall der Legierungen	$\varkappa \cdot 10^2$ reziproke „Mikro-ohm	P_z	Konstanten		
			$10^4 \cdot n'$	$10^4 \cdot n$	$10^4 \cdot m$
Platin . . .	8,34	29,6	+355,0	+376,40	+2,548
Gold . . .	50,6	36,9	+ 73,0	+ 72,10	—0,45
Silber . . .	69,1	38,3	+ 55,5	+ 53,80	—1,12
Kupfer . . .	65,3	39,8	+ 60,9	+ 55,10	—3,86

sind für die vier Ausgangsmetalle, die Barus seinen Betrachtungen zugrunde legte, die Werte von $\varkappa$ und P_z angegeben, und die daraus berechnete Konstante n' mit den Konstanten n und m nach Barus zusammengestellt. [1])

Es zeigt sich, daß n und n' einander recht nahe kommen, und ferner, daß m recht kleine Beträge hat, welche als Summanden neben den Beträgen von P_z nur wenig in Betracht kommen. Rechnet man nach beiden Gleichungen für eine Reihe von P_z-Werten die zugehörigen $\varkappa$-Werte aus, so zeigen sich noch deutlicher die engen Beziehungen zwischen beiden Formeln. In Tabelle II sind den Werten, die nach der (modifizierten) Gleichung Matthiessens (Gleichung 6a) und der Gleichung von Barus berechnet sind (dritte und vierte Kolumne) einzelne von Matthiessen gemessene Werte gegenüber-

Tabelle II.

Ausgangsmetall	P_z	$\varkappa$ nach Matthiessen modif.	$\varkappa$ nach Barus	$\varkappa$ beobachtet	P_a	$\varkappa$ nach Matthiessen
	36	10,12	10,04	—	26,5	9,83
	32	9,00	8,98	—	24,2	8,98
	28	7,87	7,92	—	21,9	8,13
	24	6,75	6,86	—	19,4	7,20
	20	5,62	5,80	—	16,7	6,20
Pt	17,6	4,94	5,16	52,9	15,0	5,57
	16,7	4,69	4,93	47,9	14,3	5,30
	16	4,49	4,74	—	13,8	5,12
	13	3,65	3,95	41,8	11,5	4,27
	12	3,37	3,69	—	10,7	3,97
	8	2,25	2,63	—	7,4	2,71
	36	49,3	49,3	—	26,5	49,8
	32	43,8	43,8	—	24,2	45,5
	28	38,4	38,2	—	21,9	41,2
	26,5	36,3	36,2	37,4	21,0	39,5
	24	32,9	32,7	—	19,4	36,5
Au	20	27,4	27,1	—	16,7	31,4
	16	21,9	21,6	—	13,8	25,9
	12	16,4	16,0	—	10,7	20,1
	8	11,0	10,5	—	7,4	13,9
	7,5	10,3	9,8	10,8	7,0	13,2
	36	64,8	64,8	—	26,5	66,0
	32	57,6	57,4	—	24,2	60,3
	28	50,4	49,9	50,0	21,9	54,6
	27,5	49,5	49,0	53,6	21,6	53,8
Ag	24	43,2	42,5	—	19,4	48,3
	20	36,0	35,1	—	16,7	41,6
	16	28,8	27,6	—	13,8	34,4
	12	21,6	20,2	—	10,7	26,7
	8	14,4	12,8	—	7,4	18,4
	36	59,0	58,2	—	26,5	60,7
	34,5	56,6	55,7	59,7	25,7	58,9
	32,5	53,3	52,0	54,9	24,5	56,1
	32	52,5	50,9	—	24,2	55,5
	30,3	49,7	48,0	46,6	23,3	53,4
Cu	28	45,9	43,7	—	21,9	50,2
	24	39,4	36,4	—	19,4	44,5
	20	32,8	29,2	—	16,7	38,2
	16	26,2	21,9	—	13,8	31,6
	12	19,7	14,7	—	10,7	24,5
	8	13,1	7,5	—	7,4	16,9

1) Im Original hat der Wert n für Kupfer einen Druckfehler. Die betr. Zahl enthält eine Null hinter dem Komma zuviel.

gestellt. Hierzu sind solche ausgewählt, welche sich auf Legierungen beziehen, in denen in der Tat die Leitfähigkeitsdifferenz der beiden Komponenten möglichst klein ist: *Pt* mit *Pd*, *Au* mit *Cu*, *Ag* mit *Cu*, *Cu* mit *Ag* (vergl. Barus, l. c., Tabelle I, S. 430).

So liegen denn in der Tat diese Werte den berechneten recht nahe, indem sie sich bald der nach Barus berechneten Zahlenkolumne, bald der nach Matthiessen berechneten näher anzuschließen scheinen. (Von den letzten beiden Kolumnen der Tabelle wird später die Rede sein.) Noch deutlicher geht die enge Übereinstimmung aus der in Fig. 3 gegebenen graphi-

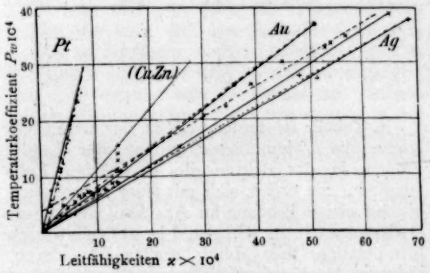


Fig. 3.

schen Darstellung hervor, welche im wesentlichen der Arbeit von Barus entnommen ist. Wir finden in derselben die Meßresultate eingetragen (Platinlegierungen ., Goldlegierungen o, Silberlegierungen +, Kupferlegierungen ×) und die von Barus gegebenen geraden Linien (gestrichelt) wiedergegeben. Endlich sind zum Vergleich die nach Gleichung (6a) konstruierten Geraden (ausgezogen) hinzugefügt.

Die entsprechenden Linienpaare liegen einander recht nahe, nur bei den Kupferlegierungen ist die Abweichung etwas erheblicher.

Auf den ausgezogenen Geraden bewegen sich die $\varkappa$-Werte in ihrer Abhängigkeit von P_z in folgender Weise: dem reinen Metall entspricht der oberste Punkt. Bei Zusatz des zweiten Metalles rücken die Punkte zuerst sehr rasch, später langsamer und langsamer auf der Geraden abwärts gegen den Koordinatenanfangspunkt hin, bleiben zuletzt ohne denselben zu erreichen stehen, kehren um, wachsen mit weiterhin zunehmenden Mengen des zweiten Metalles wieder schneller und schneller an, bis sie den Ausgangspunkt wieder erreichen in dem Moment, wo nur noch das zweite Metall allein vorliegt, dessen $\varkappa$- und P-Wert ja dem des Ausgangsmetalles gleich vorausgesetzt wurde.

IV.

Wir wollen nun wieder die gemachte Voraussetzung fallen lassen, daß das zugesetzte Metall gleiche Leitfähigkeit und gleichen Temperaturkoeffizienten haben soll wie das Ausgangsmetall, und untersuchen: 1. in welchem Sinne, und 2. wie stark die P-Werte von der durch die Gleichung (6a) gegebenen Abhängigkeit von den $\varkappa$-Werten abweichen, wenn beliebige Metalle zu dem Metall zugesetzt werden, ihre Menge jedoch — wie bei Barus vorausgesetzt ist — ein gewisses Maß (etwa 10 Proz.) nicht überschreitet.

Greifen wir also auf die Gleichung (6) zurück, so haben wir wieder die drei Variablen P_m, $\varkappa_m$ und $\varkappa$. Bezeichnet p den Prozentgehalt an zugesetztem Metall, $\varkappa_a$ und P_{za} die dem Ausgangsmetall zukommenden Werte, $\Delta\varkappa$ und ΔP_z die Differenzen der $\varkappa$- und P_z-Werte der reinen Metalle, so läßt sich Gleichung (6) auch schreiben in der Form:

$$\varkappa = \frac{\varkappa_a + \frac{p}{100}\Delta\varkappa}{P_{za} + \frac{p}{100}\Delta P_z} P_z . \qquad (6b)$$

Da nun ja bei den weitaus meisten Metallen die P_z-Werte nur sehr wenig verschieden voneinander sind, so wird ΔP_z in den meisten Fällen (so bei allen von Barus betrachteten Legierungen) außerordentlich klein und sinkt zur Bedeutung einer Korrektionsgröße von ganz geringem Einfluß herab, die in dieser Betrachtung unberücksichtigt bleiben kann. Nach Einführung einer entsprechenden Vereinfachung erhält daher Gleichung (6b) die Form:

$$\varkappa = \frac{\varkappa_a + \frac{p}{100}\Delta\varkappa}{P_{za}} P_z . \qquad (6c)$$

oder wenn man berücksichtigt, daß

$$\frac{P_{za}}{\varkappa_a} = n' \cdot 10^4$$

ist:

$$\varkappa = \frac{P_z + \frac{p\, P_z\, \Delta\varkappa}{100\varkappa_a}}{n' \cdot 10^4} .$$

Setzt man nun:

$$\frac{p P_z \Delta\varkappa}{100\varkappa_a} = m' \cdot 10^4 ,$$

so hat man:

$$\varkappa = \frac{P_z + m' \cdot 10^4}{n' \cdot 10^4} ,$$

eine Gleichungsform, die mit Gleichung (7) direkt vergleichbar ist. Nur ist m' hiernach nicht eine Konstante, sondern ein variables Korrektionsglied, das von p, P_z und $\Delta\varkappa$ abhängt. Es gibt nach Größe und Vorzeichen

die Abweichungen der einzelnen Messungen an Legierungen zweier ungleich gut leitender Metalle aus den durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchführenden Geraden. Die Abweichung muß um so größer sein, je größer die Leitfähigkeitsdifferenz $\Delta\varkappa$ der legierten Metalle ist, und je höhere Beträge der Zusatz p erreicht. Andererseits nimmt aber P_z stets mit wachsendem Zusatz stark ab und schwächt dadurch die vergrößernde Wirkung des wachsenden Zusatzes stark ab.

Glückt nun der Versuch (so wie ihn Barus unternahm), die Koordinaten aller beobachteten Punkte durch die Gleichung einer gemeinsamen geraden Linie zusammenzufassen — was natürlich nur möglich ist, wenn m' durchweg kleine Beträge behält — so muß die Abweichung dieser Geraden von der durch den Koordinatenanfangspunkt führenden (in Fig. 3 ausgezogenen) Geraden, bei gleichem Vorzeichen aller $\Delta\varkappa$ um so stärker sein, je mehr Legierungen zu ihrer Aufstellung herangezogen sind, je größer in diesen der durchschnittliche Zusatz und die Leitfähigkeitsdifferenz der legierten Metalle ist. Wir finden darum in der Tat die von Barus für die Kupferlegierungen gegebene Gerade am stärksten von der gestrichelten Grenzgeraden abweichen. Das Vorzeichen von m' muß ferner bei geringerer Leitfähigkeit des zugesetzten Metalles negativ, bei größerer positiv sein. Auch das stimmt mit dem tatsächlichen Sachverhalt überein. Wir finden, daß die von Barus gegebene Gerade beim Kupfer, das fast durchweg mit schlechter leitenden Metallen legiert wurde, nach links verschoben erscheint, ebenso bei Silber und Gold, Platin wurde bald mit schlechter leitenden, bald mit besser leitenden Metallen legiert; die Abweichungen lieferten darum in diesem Falle, bald links, bald rechts herausfallend, nach der Methode der kleinsten Quadrate gemeinsam verwertet, eine gerade Linie, welche von der voll ausgezogenen kaum abweicht.

Wir finden somit überall den Sinn der Abweichungen, sowohl der beobachteten Punkte wie der von Barus gegebenen geraden Linien von den Grenzgeraden mit den aus Matthiessens Gesetz hergeleiteten Forderungen im Einklang. Es bleibt nur noch die eine Frage, ob die Beträge von m' allgemein — solange die zugesetzte Menge des zweiten Metalles etwa 10 Proz. nicht überschreitet — so klein bleiben, daß eine Zusammenfassung vieler unzusammenhängender Werte zu einer geraden Linie wirklich möglich erscheint. Um eine Vorstellung davon zu gewinnen, welche Beträge m' erreichen kann, wollen wir einmal als Beispiel die Platinsilberlegierungen betrachten, also die Legierungen derjenigen beiden Metalle unter den in Rede stehenden miteinander, welche die größte Leitfähigkeitsdifferenz $\Delta\varkappa$ besitzen.

Tabelle III.

Vol.-Proz.	$\varkappa_m$	$\varkappa$	P_m	P
100	8,34	8,34	29,6	29,6
98	9,55	5,5	29,8	17,2
95	11,4	4,	30,1	10,54
90	14,4	2,7	20,6	5,74
80	20,5	1,5	31,6	2,31
70	26,5	1,1	32,7	1,36
60	32,6	1,1	33,7	1,14
50	38,7	1,4	34,7	1,25
40	44,8	2,0	35,7	1,59
30	50,9	3,5	36,7	2,52
20	57,0	6,0	37,8	3,98
10	63,04	11,5	38,8	7,08
6	65.47	17,	39,2	10,2
3	67,29	26,	39,5	15,3
1	68,5	48,	39,7	27,8
0	69,1	69,1	39,8	39,8

In Tabelle III finden sich in der ersten Kolumne die Volumkonzentrationen der Legierungen, in der dritten die zugehörige Leitfähigkeit. Sie ergab sich mit einer Genauigkeit bis auf einige Prozent im Anschluß an frühere Darlegungen (l. c., S. 428, Fig 21) teils durch Intrapolation, teils durch ergänzende Heranziehung der Kupferplatinkurve, deren Verlauf sich dem der Silberplatinkurve zweifellos sehr eng anschließt.

In der zweiten und vierten Kolumne finden wir die Werte $\varkappa_m$ und P_m, wie sie sich aus den Werten der beiden reinen Metalle

($\varkappa_{Ag} = 69{,}1$, $\varkappa_{Pt} = 8{,}34$, $P_{Ag} = 38{,}3$, $P_{PA} = 29{,}6$)

nach der Mischungsregel berechnen lassen.

Die sich aus diesen Werten ergebende Kurve ist in Fig. 4 eingetragen. Dieselbe wird durch eine abwärts gekehrte Spitze in zwei Teile zerlegt, welche sich einzeln der Form der geraden Linie und dem Verlauf der gestrichelten Geraden nähern. Diese große Annäherung erklärt sich dadurch, daß sich $P_{ber.}$

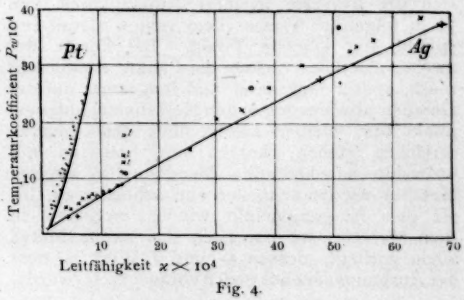


Fig. 4.

und $\varkappa_{ber.}$ bei den ersten geringen Zusätzen noch kaum ändern, während $P_{beob.}$ und $\varkappa_{beob.}$ bereits außerordentlich stark in der Richtung zum Koordinatennullpunkt abfallen.

Bei Wahl zweier beliebiger anderer Metalle müssen nun immer wieder analoge Kurven von gleicher Gestalt und stets geringer Abweichung von den ausgezogenen Geraden sich ergeben. Beispielsweise würden von einer analog konstruierten Kupferplatinkurve die Punkte der Kupferlegierungen (><) sich auch nur sehr wenig entfernen. Nur drei Werte fallen auf, deren Abweichung von der Kupfergeraden erheblich ist; sie sind in Fig. 4 durch Ausrufungszeichen kenntlich gemacht. Sie beziehen sich auf Kupferzinklegierungen, welche 23,6, 29,4 und 42,1 Proz. *Zn* enthalten. Nun wissen wir aber, daß dieselben das Zink nicht in freiem Zustande, sondern in Form der Verbindung *CuZn* enthalten, so daß wir 42,2, 52,5 und 75,3 Proz. *CuZn* als Zusatz zu rechnen haben. Bei Gegenwart von Verbindungen in den Legierungen muß jedes binäre System zwischen je zwei benachbarten Verbindungen (oder einer solchen und der benachbarten reinen Komponente) gesondert betrachtet werden. Jeder Verbindung kommt ebenso wie jedem reinen Metall eine eigene gerade Linie durch den Koordinatennullpunkt zu. Da wir hier also die Verbindung *CuZn* schon im Überschuß haben, dürfen wir die drei Punkte nicht mehr dem Strahle, der dem Kupfer charakteristisch ist, zuteilen, sondern einem anderen, der der Verbindung *CuZn* entsprechen würde und etwa die in Fig. 3 angedeutete Lage haben müßte. Auf diese Weise zeigen sich die *P-n*-Kurven sehr geeignet, das Auftreten von Verbindungen zu verraten.

Das nahe Zusammenfallen der gestrichelten Kurven und der Platin- und Silberkurve nach Matthiessen erweist deutlich die Möglichkeit, sämtliche Legierungen eines Metalles mit den verschiedensten anderen (doch in nicht zu großer Menge) gemeinsam zu betrachten und eine gemeinsame Gleichung der Abhängigkeit der Größen $\varkappa$ und P_z voneinander aufzustellen. Nur muß die ermittelte Gleichung andere Konstanten enthalten, je mehr Legierungen mit Metallen von stark abweichender Leitfähigkeit in die Berechnung einbezogen sind.

Die von Barus gegebenen Gleichungen bedeuten demnach nur eine rechnerische Vereinfachung für gewisse Gruppen von Legierungen. Diese vereinfachte Bezeichnung liefert bei bekanntem $\varkappa$ eine Näherungsgrenze für den dazu gesuchten P-Wert (oder umgekehrt), welcher sich dieser auch sehr nahe anschließt. Die Konstante n werden wir besser durch $\frac{P_m}{\varkappa_m}$, d.i. den reziproken Quotienten der Leitfähigkeit und ihres Temperaturkoeffizienten, ersetzen, und die kleine Konstante m als nicht dem Ausgangsmetall an sich eigen, sondern abhängig von der Zahl der in Rechnung gezogenen Messungen unberücksichtigt lassen.

Damit sind wir dann aber auch berechtigt, in den von Barus gegebenen Gesetzmäßigkeiten nicht, wie dieser meinte, einen Widerspruch gegen die Resultate Matthiessens, sondern vielmehr eine wertvolle Bestätigung derselben zu erblicken.

V.

Nachdem so gezeigt ist, daß die durch Gleichung (6) ausgedrückte Beziehung sich in vollem Einklang befindet mit der von Barus gegebenen Sonderbeziehung, ist es noch nötig, darauf zurückzukommen, daß auf S. 31 diese Gleichung willkürlich an die Stelle der von Matthiessen gegebenen ähnlichen Gleichung (1) gesetzt worden war, und zu untersuchen, welcher Unterschied zwischen beiden besteht.

Die beiden Gleichungen nochmals zusammengestellt lauten:

$$P_a = \frac{W_{100} - W_0}{W_{100}} \cdot 100,$$

$$P_z = \frac{W_{100} - W_0}{W_0} \cdot 100,$$

daraus ergibt sich zwischen ihnen die Beziehung:

$$P_a = \frac{100\,P_z}{100 + P}. \qquad (8)$$

Nun hat sich herausgestellt, daß P_z, welches für die reinen Metalle etwa den Wert 37 besitzt, in Mischkristallen schon bei kleinen Konzentrationen des zugesetzten Metalles sofort auf Werte sinkt, die < 1 sind. Dadurch wird nach Gleichung (8) der Unterschied zwischen P_a und P_z auf weniger als 1 Proz. erniedrigt, und dieses ist die Genauigkeit, über die hinaus man vorerst den nicht allzu zahlreichen und häufig sich widersprechenden Meßresultaten nicht vertrauen darf. In Tabelle II sind in den letzten Spalten die in der ersten Spalte gegebenen P_z-Werte in P_a-Werte umgerechnet, und aus diesen die Leitfähigkeiten $\varkappa$ berechnet. Es zeigt sich, daß auch diese Werte nicht so sehr von den nach den anderen Formeln berechneten, sowie von den betrachteten abweichen.

Eine Entscheidung, welcher von beiden Formeln der Vorzug vor der anderen zu geben wäre, ist daher vorläufig nicht zu treffen. Ein Vergleich beider zeigt auch, daß sie sich nur unterscheiden durch die Temperatur, bei der die im Nenner stehende Größe gemessen wurde. Diese ist überhaupt zunächst willkürlich angenommen worden. Statt 100^0 oder 0^0 hätte

auch die Temperatur t_1 gewählt sein können, und ebenso auch die Grenztemperatur des dem Zähler zugrunde gelegten Temperaturintervalles die Temperaturen t_2 und t_3. Es erscheint daher empfehlenswert, weder den Ausdruck P_2, noch den Ausdruck P_3, sondern einen allgemeineren Ausdruck

$$\Pi = \frac{\frac{dv}{dt}}{Wt}$$

anzunehmen, welcher von den willkürlichen Temperaturgrenzen frei ist. Man würde damit zu einer allgemeineren und umfassenderen Form des Gesetzes von Matthiessen geführt werden. Hiervon soll in dem nachfolgenden zweiten Teil dieser Abhandlung an der Hand einiger zu diesem Zweck angeführter Messungen die Rede sein.

VI.

Nach Aufhebung des Widerspruchs zwischen den Gleichungen beider Forscher erscheint es noch nötig, auf den Gültigkeitsbereich der nach Barus gegebenen einfacheren Näherungsgleichung einzugehen.

Die von Barus als Ausgangsmetalle gewählten vier Metalle gehören sämtlich zu denen, welche die Fähigkeiten besitzen, mit allen beliebigen anderen Metallen in ausgedehntem Maße Mischkristalle zu bilden (vgl. l. c., S. 427 u. 429). Es fragt sich nun, ob die Gleichung von Barus auch dann gültig bleibt, wenn keine Mischkristalle vorliegen. Da nun in diesem Falle, wie anfangs mitgeteilt ist, sowohl wie F linear von der Volumkonzentration abhängen, müssen sie auch zueinander in linearer Beziehung stehen. Wegen der Konstanz von P für fast alle Metalle wäre es sogar möglich, die gegenseitige Abhängigkeit der P- und $\varkappa$-Werte für alle mischkristallfreien Legierungen ohne großen Fehler in Fig. 3 gemeinsam durch eine Parallele zur $\varkappa$-Achse mit den laufenden Koordinaten: $\varkappa$ beliebig, $P =$ etwa 29 darzustellen. Es würde hier aber nicht möglich sein, aus einem gegebenen P-Werte den $\varkappa$-Wert zu gewinnen. Es würde sich auch keine gerade Linie finden lassen, welche Legierungen desselben Ausgangsmetalles, einerseits mit einem als Mischkristall aufgenommenen, andererseits mit einem frei beigemengten Metall, gleichzeitig genügte. Bei geringer Mischbarkeit im kristallisierten Zustande würden auch die Legierungen einer allgemeinen linearen Gleichung nach Art der von Barus gegebenen nur so lange sich anschließen, als die zugesetzte Menge Metall unter der Sättigungskonzentration des Mischkristalles bliebe.

Hier muß also die von Barus vorgeschlagene Zusammenfassung aller Legierungen mit gemeinsamem Ausgangsmetall eine Einschränkung erfahren: Metalle, die nicht die Fähigkeit haben, mit allen beliebigen anderen Mischkristall, zum wenigsten in ausgedehntem Maße zu bilden, gestatten eine solche Zusammenfassung nicht. Es ist Zufall, daß die von Barus betrachteten vier Metalle gerade zu den stärksten Mischkristallbildnern gehören.

Bei Vorhandensein einer Verbindung in der Legierungsreihe zweier Metalle miteinander kommen die zum ersten Metall zugesetzten Beträge des zweiten Metalles nicht als solche, sondern als prozentischer Gehalt an der betreffenden Verbindung zur Geltung. Der aus Fig. 4 bekannte Knickpunkt wird daher in derartigen Legierungen schon bei verhältnismäßig geringen Zusätzen erreicht und die Kurve nähert sich allmählich einem neuen Strahl durch den Koordinatenanfangspunkt, welcher für die betreffende Verbindung charakteristisch ist (vgl. weiter oben *Cu Zn*). So wie jedem einzelnen Metall, so kommt auch jeder Metallverbindung ein besonderer Strahl $\frac{\varkappa}{P} = C$ zu.

Alles in allem ist somit die von Matthiessen gegebene Gesetzmäßigkeit als die einzig allgemeingültige und exaktere anzusehen, während die von Barus gegebene, nur unter gewissen Vorbehalten gültig, für gewisse Legierungsgruppen vereinfachte Regeln gibt, andererseits aber auch auf eine Darstellungsform hinweist, welche die Existenz oder Nichtexistenz von Mischkristallen und Verbindungen sehr augenfällig deutet.

Wetzlar, im September 1907.

(Eingegangen 31. Oktober 1907.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 79. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU DRESDEN.

E. Wiechert (Göttingen), Die Erdbebenforschung, ihre Hilfsmittel und ihre Resultate für die Geophysik. (Mit einer Tafel.)

Hochverehrte Anwesende.

Die Ziele der wissenschaftlichen Erdbebenforschung liegen in zwei wesentlich verschiedenen Richtungen. Zunächst will der Geologe die Vorgänge am Erdbebenherd selbst kennen lernen: er fragt nach ihrer Art, nach ihrer Bedeutung für die fortschreitende Umgestaltung der Erdrinde; er will wissen, in welchen Gebieten Erdbeben stattfinden, und

sucht in dem, was heute geschieht, die Richtlinien für die Beurteilung der Vorgänge in der Vergangenheit. — Den Physiker andererseits fesselt die Art der erregten Schwingungen und ihre Ausbreitung durch den Erdkörper; er erwartet Aufschlüsse über die Beschaffenheit des Erdinnern und, indem er bedenkt, daß in den Tiefen Drucke von einer Höhe herrschen, wie sie uns in den Laboratorien auch nicht entfernt zugänglich sind, wird er fragen, ob aus dem Verhalten der Erdbebenwellen sich neue Schlüsse über das Verhalten der Materie bei hohen Drucken ziehen lassen.

Neben den wissenschaftlichen Interessen gehen praktische einher. Man will erfahren, welchen Teilen der Erdoberfläche Gefahren drohen, wie die Bauwerke zu konstruieren sind, um Zerstörungen zu verhüten. Oft wird es wichtig festzustellen, ob tatsächlich eingetretene Schäden auf Erdbeben oder auf andere Ursachen zurückzuführen sind. — Ganz besonders interessiert die Frage, ob sich warnende Vorboten der Erdbeben auffinden lassen.

Es soll heute hier die wissenschaftliche Seite der Erdbebenforschung zur Geltung kommen. Ich selbst spreche als Physiker zu Ihnen und soll auch die Mittel der Forschung in einer kurzen Übersicht darstellen. Herr Kollege Frech wird in einem zweiten Vortrag die geologische Seite des Problems behandeln.

Die Mittel der Forschung sind für den Geologen und den Physiker zwar in manchen Punkten verschieden, aber es besteht doch in den Hauptzügen Übereinstimmung.

Der Geologe wird zunächst danach trachten, an Ort und Stelle die Spuren des Erdbebens im Gelände zu studieren. Doch auch für ihn sind die Wellen von Bedeutung, die vom Herd in die Ferne laufen, denn sie geben Kunde von Erdbeben an Orten, welche sonst nicht oder nur sehr schwierig zugänglich sind, wie unter den Tiefen des Meeres oder in den Wüsten im Innern der Kontinente. Die registrierenden Instrumente bieten die Möglichkeit, auf Stationen im Bereiche der Kultur die Erdbebentätigkeit der ganzen Erde zu überwachen. So ist es verständlich, daß der Geologe immer größere Anforderungen stellt an die Schärfe der Ortsbestimmungen der Herde mittels solcher Registrierungen und an die Abschätzung der Stärke des Bebens. Die Hoffnung geht auch dahin, aus den Einzelheiten der registrierten Abbilder Aufschlüsse über die besondere Art der in weiten Fernen sich abspielenden Beben zu erhalten.

Der Physiker hat noch größeres Interesse an den Einzelheiten der Diagramme. Er muß Periode, Ausmaß und physikalische Art der Erdbebenwellen beachten, wenn er Schlüsse über die Schwingungen der Erdschichten am Herd ziehen will. Er muß mit aller möglichen Schärfe die Registrierungen an verschiedenen Orten vergleichen, wenn er die Ausbreitung der Wellen im Erdinnern und ihren Weg feststellen will.

Die direkten Beobachtungen am Herd liegen nicht im Bereich meines Vortrages. Doch will ich bemerken, daß der Herd in der Regel nicht als ein punktförmiges Zentrum, sondern als eine Störungslinie erscheint: Ein Bruch der Erdrinde in einer Spalte hat stattgefunden. Diese Spalte ließ sich zum Beispiel bei dem kalifornischen Erdbeben, dem im April vorigen Jahres San Francisco zum Opfer fiel, auf eine Strecke von mehreren hundert Kilometern verfolgen. — Vulkanische Ausbrüche sind zuweilen, aber nicht immer mit Erdbeben verbunden, und überhaupt läßt sich ein direkter Zusammenhang zwischen Erdbeben und dem Vulkanismus meist nicht nachweisen. Ich bin geneigt anzunehmen, daß der Hauptteil der Erdbeben jene Umlagerungen und Umwandlungen der Erdrinde begleitet, welche durch die nimmer rastende Tätigkeit des Wassers und der Atmosphäre teils direkt, teils indirekt veranlaßt werden. Daß die Zusammenziehung der Erdschichten infolge der Abkühlung der Erde merklich mitwirkt, worin manche Autoren die Hauptursache der Zerklüftung der Erdrinde erkennen wollen, scheint mir wegen der Geringfügigkeit des Ausmaßes sehr unwahrscheinlich. Dagegen könnte eine indirekte Wirkung der Abkühlung wohl bedeutsam sein, nämlich die Schrumpfung der glutheißen Magmaschichten unterhalb der kalten Außenrinde infolge einer durch die Abkühlung bewirkten Wasserabgabe. Man ist ja sogar geneigt, in dieser Wasserabgabe die Hauptursache für die Entstehung des Weltmeeres zu sehen. — Und mehr noch als die allgemeine Schrumpfung werden sich wohl lokale Störungen der Magmaschicht geltend machen, welche die Auftragung und Abtragung von Erdschichten durch das Wasser und die Luft begleiten oder als Folge der besonderen Verhältnisse an den Meeresküsten sich einstellen.

Die Beobachtung der elastischen Wellen, welche vom Herd in die Ferne laufen, geschieht mit Seismoskopen, Seismometern und Seismographen. Ein Seismoskop ist ein verhältnismäßig primitives Instrument, welches nur die Aufgabe hat, anzuzeigen, daß eine Erschütterung stattfand; allenfalls verlangt man die Angabe des Zeitpunktes des Beginnes. Ein Seismometer soll Einzelheiten über die Größe und den Verlauf des Bebens erkennen lassen. Zum Seismographen wird ein Seismometer, wenn es mittels eines Schreibstiftes oder eines photographierenden Licht-

punktes Aufzeichnungen über den Verlauf der Erderschütterungen macht.

Ein Seismometer entsteht, wenn irgendein Körper recht empfindlich aufgestellt oder aufgehängt wird, und man Vorsorge trifft, daß die durch ein Erdbeben verursachten Bewegungen festgestellt werden können. Die Schwierigkeiten bei der Konstruktion bestehen in dem geringen Ausmaß der Erdbodenbewegungen fern vom Herd; sie werden um so mehr erhöht, eine je stärkere Vergrößerung man in dem Abbild verlangt.

Die vollständige Bestimmung der Erdbodenbewegungen verlangt die Kenntnis von drei Komponenten: zweier horizontaler, etwa der Nord-Süd- und der Ost-West-Komponente, und der vertikalen Komponente. So ergibt sich eine natürliche Scheidung der Seismographen in Horizontal- und in Vertikal-Seismographen.

Die Seismologen pflegen die schwere Masse, deren Relativbewegungen gegen das Gestell durch das Schreibwerk aufgezeichnet werden, die „stationäre Masse" zu nennen. — Bei den Horizontalseismographen sind zur Aufhängung der stationären Masse vornehmlich drei Prinzipien in Gebrauch (Fig. 1): 1. Das Prinzip des vertikalen Pendels. Die stationäre Masse bildet dann den Körper eines gewöhnlichen, herabhängenden Pendels. Je länger das Pendel gemacht wird, um so empfindlicher wird die Aufhängung, denn um so geringer wird die Kraft, welche die stationäre Masse bei Ablenkungen in die Ruhelage zurückführt; man merkt die wachsende Empfindlichkeit an dem Größerwerden der Eigenperiode. — 2. Das Prinzip des Horizontalpendels. Denken Sie sich, um dessen Wesen einzusehen, ein gewöhnliches Pendel mit recht kräftiger zunächst horizontal gelagerter Achse. Nun werde die Achse aufgerichtet. Je steiler man sie stellt, um so geringer wird die Kraft, mit der die Pendelmasse in die Ruhelage zurückgeführt wird, um so größer wird damit auch die Schwingungsperiode. Schließlich, wenn man die Achse hinten überneigt, kann man das Pendel sogar labil machen. In der Praxis der Erdbebenpendel wird die Achse nahezu vertikal gestellt, um die Empfindlichkeit recht hoch zu machen, so daß das Pendel in einer nahezu horizontalen Ebene schwingt; so erklärt sich der Name „Horizontalpendel". 3. Das Prinzip des „umgekehrten Pendels". Hier ist das Pendel sozusagen auf den Kopf gestellt, so daß es zunächst labil ist. Durch passend angebrachte Federn wird es dann stabil gemacht. Indem man die Federkraft reguliert, hat man es in der Hand, die Eigenperiode, also die Empfindlichkeit, mehr oder weniger hoch zu legen.

Bei Vertikalseismographen muß man die stationäre Masse von Federn tragen lassen, um die vertikale Beweglichkeit zu erzielen (Fig. 2). Da man die Federn in der Regel nicht nachgiebig genug machen kann, um den Anforderungen an Empfindlichkeit der Aufhängung zu genügen, so sieht man sich genötigt, irgend einen Kunstgriff anzuwenden, um die Empfindlichkeit zu erhöhen, man muß „astasieren". Das geschieht zum Beispiel, wenn man die stationäre Masse von der Feder nicht direkt, sondern durch Vermittelung eines horizontalen Hebels tragen läßt (Fig. 2). Die Achse des Hebels sitzt dann an einem Ende des Hebels, das andere trägt die stationäre Masse; die Feder greift dazwischen an. Noch mehr und beliebig hoch läßt sich die Empfindlichkeit steigern, wenn der Angriffspunkt der Feder nach unten, unter die Ebene durch Achse und Schwerpunkt gerückt wird (Fig. 2). Es gibt noch eine Reihe anderer Methoden der Astasierung, doch ist es nicht nötig und nicht angänglich, hier näher darauf einzugehen.

Für die Empfindlichkeit des Seismographen ist die Empfindlichkeit der Aufhängung, die sich an der Höhe der Eigenperiode beurteilen läßt, noch nicht allein entscheidend. Offenbar kommt es noch darauf an, in welcher Vergrößerung die Bewegungen der stationären Masse aufgezeichnet werden. Dies hat zur Folge, daß für die Empfindlichkeit eines Seismographen 2 Größen maßgebend sind. Als eine davon können wir die Vergrößerung annehmen, in der der Apparat Erderschütterungen aufzeichnet, die im Verhältnis zu seiner Eigenperiode sehr schnell verlaufen. Ich nenne sie die „Indikatorvergrößerung" und will sie mit V bezeichnen. Bei Erdbodenbewegungen, die langsam gegenüber der Eigenperiode verlaufen, kommt es auch auf diese Eigenperiode an, und zwar ergibt die mathematische Theorie, daß bei sehr langsamen Erdbodenbewegungen die Größe der Aufzeichnungen proportional mit dem Produkt VT^2 ist, wenn T die Eigenperiode kennzeichnet. Statt T^2 kann man auch die Länge L eines mathematischen Pendels nehmen, welches die gleiche Eigenperiode haben würde, denn die Länge eines solchen Pendels ist proportional mit T^2. Es gilt nämlich die Formel:

$$L = \frac{g}{4\pi^2} T^2,$$

in der g die Fallbeschleunigung bedeutet. Als Maß für die Empfindlichkeit bei sehr langsamen Bodenbewegungen hätten wir hiernach auch das Produkt VL. Es bedeutet eine Länge — ich will sie mit I bezeichnen:

$$I = VL$$

und „Indikatorlänge" nennen —, die bei

Horizontalseismographen eine sehr anschauliche Bedeutung hat: Sie gibt die Länge eines einfach herabhängenden Zeigers an, der bei Neigungen des Gestelles eben dieselben Ausschläge geben würde, wie das Seismometer. Demgemäß ist $E = {}^1/_{206000}\, I$ der Ausschlag des Instrumentes für eine Bogensekunde Neigung.

Ich möchte hier noch die Bemerkung einschalten, daß ein jedes Horizontalseismometer, wie kompliziert auch immer seine Konstruktion sein mag, sich doch den Erdbodenbewegungen gegenüber gerade so wie ein einfaches Pendel von der Länge L verhält, das einen Zeiger von der Länge I besitzt (Fig. 3). — Sie werden vielleicht fragen, warum man dann die komplizierten Konstruktionen überhaupt anwendet, und nicht stets ein einfaches Pendel als Vorbild nimmt. Darauf ist zu antworten, daß dieses aus praktischen Gründen nicht angeht. Mein Horizontalseismograph mit einer stationären Masse von ca. 1000 kg entspricht in der gewöhnlichen Regulierung einem einfachen Pendel von 36 Meter Länge mit einem Pendelkörper von 1000 kg und einem Zeiger von 7200 Meter Länge. Sie werden leicht begreifen, daß es unmöglich wäre, ein solches Instrument herzustellen und mit ihm zu arbeiten, so einfach auch der zugrunde liegende mathematische Gedanke ist. Das Einfache ist eben nicht in allen Fällen auch das Praktische.

Sind V und T, oder — was auf dasselbe hinausläuft — V und I, oder V und E bekannt, und weiß man wie groß die Reibung im Gehänge und wie groß die Dämpfung der Schwingungen ist, so sind alle Daten beisammen, um aus den Ausschlägen des Instrumentes durch die Rechnung auf die Bewegung des Bodens zu schließen. Der Zusammenhang wird durch eine Differentialgleichung zweiter Ordnung vermittelt. Nach dem Gesagten werden Sie erkennen, daß für sehr schnell verlaufende Bodenbewegungen die Indikatorvergrößerung V, bei sehr langsamem Verlauf die Indikatorlänge I entscheidend ist; dazwischen kommen beide Größen zur Geltung. „Schnell" und „langsam" sind hier gegenüber der Eigenperiode des Instrumentes zu beurteilen. So wird verständlich, daß je nach der Lage der Eigenperiode das Instrument mehr die kleinen Perioden in dem Erdbeben oder mehr die großen bevorzugt. Schwingt das Instrument ungedämpft, und liegt seine Eigenperiode im Bereich der Perioden bei dem Erdbeben, so wird es durch Resonanz besonders stark auf seine Eigenperiode reagieren. Das erhöht zwar unter Umständen sehr seine Empfindlichkeit, ist aber höchst störend, wenn ein klares Urteil über den Verlauf der Erderschütterungen gewünscht wird, denn das übermächtige Auftreten der Eigenperiode läßt nichts anderes deutlich zur Geltung kommen. Die Instrumente, welche zum Studium der Erdbebenwellen dienen sollen, müssen daher eine starke Dämpfung erhalten, wenn man nicht die Periode sehr hoch (1 Minute und darüber) oder sehr niedrig (1 Sekunde und darunter) legen kann, was meist wegen technischer Schwierigkeiten nicht angängig ist.

Ich sagte vorhin, daß die Registrierung der Erdbebenwellen sehr hohe instrumentelle Anforderungen stellt. Dies wird hervortreten, wenn ich nun einige Angaben über die Empfindlichkeit der Instrumente mache, die für den praktischen Gebrauch in Betracht kommen.

Handelt es sich um die Aufzeichnung der großen Weltbeben, so ist eine Neigungsempfindlichkeit $E = 1$ mm für 1 Bogensekunde, entsprechend einer Indikatorlänge I von 200 Meter nur noch in besonderen Fällen hinreichend, man muß $E = 5 - 50$ mm, entsprechend $I = 1000$ bis 10000 Meter erstreben. Eine Indikatorvergrößerung V von nur 10 ist nur noch bei ganz großen oder verhältnismäßig nahen Beben zureichend, man muß 50 oder 100 oder 200 erstreben. In den kleinen Erdbeben, wie sie in Mitteleuropa auftreten, zeigen sich hauptsächlich sehr kurze Perioden (höchstens ein paar Sekunden) und sehr geringe Bewegungen. Will man diese in einigen Hundert Kilometer Entfernung noch registrieren, so findet man, daß selbst eine 200fache Vergrößerung noch wenig befriedigend oder ganz ungenügend ist. Ich habe deshalb in Göttingen für diese Erdbeben noch ein besonderes Instrument aufgestellt, das 2100 mal vergrößert.

Die Erzielung hoher Empfindlichkeit ist bei photographischer Registrierung sehr viel leichter als bei mechanischer, denn die Lichtstrahlen sind und bleiben auch bei der Bewegung schön geradlinig, zeigen keine Trägheit und veranlassen keine Reibung. Daher kommt man mit zierlichen und einfach gebauten Instrumenten aus. So ein photographierendes Horizontalpendel wiegt nur 20—100 Gramm, ist kaum 20 cm lang; es hat ja nur den Hohlspiegel zu tragen, der den Lichtpunkt auf dem photographischen Papier zeichnet. Aber leider ist der photographische Betrieb sehr teuer, so daß er im allgemeinen Spezialfällen vorbehalten bleiben muß. — Bei der mechanischen Registrierung muß man die Vergrößerung durch Hebel erreichen, und hat so mit der Reibung in den Gelenken, am schreibenden Stift und mit dem Trägheitswiderstand der Hebel zu kämpfen. Man sieht sich genötigt, die stationäre Masse groß zu machen, um so größer, je höhere Anforderungen man an die Empfindlichkeit, vor allem an die Indikatorvergrößerung stellt. Im großen und ganzen ist die stationäre Masse etwa proportional mit

dem Quadrat der Indikatorvergrößerung zu wählen. Bei 200facher Vergrößerung scheint eine Masse von 1000 kg nicht zu hoch, selbst wenn man die Kurven, wie es fast durchweg üblich ist, mit feinen Spitzen in die Rußbedeckung von angeschwalchtem Papier einritzen läßt, was eine nur sehr geringe Reibung — kaum 1 Milligramm — ergibt. Für das 2100fach vergrößernde Instrument, von dem ich vorhin sprach, wählte ich die Masse so groß, als ich sie im Göttinger Erdbebenhaus irgend unterbringen konnte: 17000 Kilogramm. Sie wird dargestellt durch einen Eisenzylinder von 2 Meter Höhe und 2 Meter Durchmesser, der mit Schwerspat gefüllt ist und als ein gewöhnliches Pendel an ca. 2 Meter langen Eisenstäben hängt. — Sie werden aber begreifen, daß es schon bei kleineren Instrumenten, wo die Masse 100—1000 kg beträgt, sich um recht stattliche Instrumente handelt, und daß es einige Mühe machen wird, die Reibung in den Gelenken genügend herabzusetzen. Dazu kommt, daß es bei der hohen Empfindlichkeit nötig ist, die Apparate mit größter Sorgfalt gegen äußere Störungen zu schützen. Bei den Vertikalinstrumenten tritt zu allem übrigen noch die außerordentliche Temperaturempfindlichkeit der tragenden Federn hinzu. So ist es keineswegs leicht, hochempfindliche Instrumente zu bauen und keineswegs leicht, sie so zu behandeln, daß sie auch wirklich ihre volle Leistungsfähigkeit entfalten können.

Über die Apparate, welche heute hauptsächlich in Gebrauch sind, werde ich sogleich noch einige Worte sagen, zuvor aber will ich von der Organisation der Erdbebenforschung berichten. — Damit die Zeit nicht zu kurz wird, schicke ich schon jetzt diese Mappe herum, die Ihnen getreue Kopien von Erdbebenregistrierungen zeigt. Teils sind es direkte Kontaktkopien, teils Vergrößerungen mittels der Photographie.[1]) Die Originale waren Papierbänder von 90 cm oder 180 cm Länge, zu Ringen zusammengeklebt, auf der Außenseite berußt. Vom Uhrwerk wurden sie vorwärts bewegt und zugleich ein wenig seitlich verschoben, so daß von den Schreibstiften Spirallinien gezeichnet wurden (Fig. 3). Später wurde der Ruß mit Schellacklösung fixiert und der Papierring wieder aufgeschnitten. So sehen Sie nun eine Reihe von Linien nebeneinander; jede bedeutet ein Stück einer der Windungen, die der Schreibstift eingeritzt hatte. Es schließt sich also zeitlich Linie an Linie, gerade so wie die Zeilen in einem Buch. — Die Minutenlänge ist bei den verschiedenen Bildern verschieden, bei dem Bild des Bebens vom 19. März 1906 (Fig. 4) zum Beispiel ca. 1 cm — der Fortschritt um 1 cm längs den Kurven bedeutet also hier jedesmal ein Zeitintervall von 1 Minute, eine Stunde wird durch ca. 60 cm dargestellt. Unten haben Sie Bilder eines rheinischen Bebens (Fig. 5a und 5b), und zwar sowohl von den Instrumenten mit 100—200facher Vergrößerung, als auch von dem 17000 kg-Pendel. Da werden sie dessen gewaltige Überlegenheit bemerken. Es hat noch sehr detailreiche Aufzeichnungen geliefert, während man in den Linien der anderen Instrumente nur kleine Knötchen als Spuren des Bebens bemerkt. Rechts unten (Fig. 6) sehen Sie die Registrierung der Explosion eines Forts bei Besançon in 600 km Entfernung von Göttingen durch das 17000 kg-Pendel.

Bei den Kurven des 17000 kg-Pendels wird Ihnen auffallen, daß sie zum Teil sehr regelmäßig gewellt sind. Die Ursache sind die Maschinen des städtischen Elektrizitätswerkes Göttingen, deren Erschütterungen trotz der Entfernung von $2^1/_2$ Kilometer noch gut aufgezeichnet werden. Wir sind oben auf dem Hainberg imstande, den Betrieb des Elektrizitätswerkes recht genau zu kontrollieren, wissen, wann Mittagspause war, und welche Maschinen liefen. — Bei photographischer Registrierung lassen sich noch weit empfindlichere Seismometer bauen. Ich habe in Göttingen eines, das 50000fach vergrößert. Auf dem Sandboden des Kruppschen Schießplatzes bei Meppen zeigte es den Schritt eines Menschen in 100 Meter Entfernung; Wagen wurden noch in mehreren 100 Meter registriert; sogar der Pulsschlag meines Herzens machte sich bemerkbar, wenn ich in der Nähe auf dem Boden lag und mich in etwas unbequemer Lage mit der Hand auf den Boden stützte. — Ob es für ein solches Instrument wohl überhaupt völlige Ruhe auf unserer lieben Erde mit ihren Stürmen, ihren Meereswogen, ihrem Menschengetriebe gibt? Wohl schwerlich! — Noch vor $1^1/_2$ Wochen stand das Instrument auf der Insel Helgoland schön geborgen in den unterirdischen Befestigungen der Insel im Felsen selbst. Da merkte ich bei stiller See und als die Menschen aus der Nachbarschaft entfernt waren, eine Ruhe, die mich ganz wundersam berührte, nachdem ich den Lichtpunkt des Instrumentes auf dem Festland habe tanzen sehen. Aber doch waren fortwährend leichte Bewegungen vorhanden, und hin und wieder zuckte der Lichtpunkt nervös ein wenig hin und her.

Auch die Organisation des Erdbebenbeobachtungsdienstes ist eines der Mittel der Erdbebenforschung. In den verschiedenen Ländern finden wir sehr verschiedene Ver-

1) Bei den hier beigefügten Reproduktionen ist nur das Diagramm des Bebens vom 19. März 1906 in Originalgröße wiedergegeben. Alle anderen Abbilder sind in ca. fünffacher Vergrößerung der Originale dargestellt. — Die Wiedergabe ist recht gut, doch darf man nicht die gleichen Ansprüche wie an photographische Kopien stellen.

hältnisse. Hier gibt der Staat eine feste Organisation, dort wird sie durch eine gelehrte Körperschaft geboten; dann wieder finden wir gar keinen Zusammenschluß, oder staatliche Einrichtungen neben privaten. In Japan z. B. besteht ein staatliches System, in England vereinigt die „British Association for the Advancement of Science" alle Bestrebungen. In Italien gibt es staatliche Stationen, die dem Meteorologischen und Geodynamischen Institut in Rom unterstellt sind, aber auch Stationen, die für sich allein stehen. In Deutschland sind jetzt wohl alle Stationen mit staatlichen Instituten verbunden, doch besteht eine ziemliche Freiheit.

Im ganzen geht überall das Bestreben dahin, die Organisation im Interesse der Forschung straffer zu machen, man schließt sich notgedrungen zusammen. Viele, ja die meisten Probleme der Erdbebenforschung lassen sich eben nur behandeln, wenn die Arbeiten verschiedener Stationen vereinigt werden. So ist klar, daß man zum Beispiel nur so die Ausbreitung der Wellen über die Erdoberfläche im einzelnen verfolgen kann. Dieser Gedanke hat schon in den neunziger Jahren des vorigen Jahrhunderts den Wunsch nach dem Zusammenschluß aller Seismologen rege gemacht. Der deutsche Privatdozent v. Rebeur-Paschwitz gab ihm Ausdruck in einem Aufruf zur Gründung einer internationalen seismologischen Gesellschaft, der dem Geographentag in London 1895 vorgelegt wurde, und den Beifall und die Unterschrift einer großen Zahl von Forschern fand. v. Rebeur-Paschwitz hatte Ende der achtziger Jahre ein photographierendes Horizontalpendel konstruiert, welches an Empfindlichkeit alle damaligen Seismographen weit übertraf; er wies nun in beredten Worten darauf hin, daß ein Netz von Erdbebenstationen auf der Erde die Festlegung des Weges der Erdbebenwellen durch den Erdkörper und damit den Angriff einer Reihe von außerordentlich wichtigen Fragen über die Beschaffenheit des Erdinnern möglich machen würde. — Sein Leben ging leider zu Ende, noch bevor der Aufruf zur Geltung kam; die von ihm angeregte Agitation aber wurde weitergeführt. Ihrer hat sich vor allem mit unermüdlichem Eifer Professor Dr. G. Gerland in Straßburg angenommen. Er erreichte es, daß das Reich und Elsaß-Lothringen gemeinsam in Straßburg eine Hauptstation für Erdbebenforschung gründeten, die bestimmt ist, einen Vereinigungspunkt für die deutsche Forschung und einen Stützpunkt für die internationalen Bestrebungen zu gewähren. Der Straßburger Station ist ein „Kuratorium" beigesellt, welches außer Vertretern der Regierung die Mehrzahl der deutschen Seismologen umfaßt. Alljährlich versammelt es sich in Straßburg, um die Interessen der Straßburger Station, aber auch diejenigen der deutschen Seismologie überhaupt zu beraten und zu vertreten.

Prof. Gerland brachte es mit Unterstützung durch die Reichsbehörden zuwege, daß in Straßburg die beiden ersten internationalen Kongresse für Erdbebenforschung zusammentraten, 1901 und 1903. Hier wurden wissenschaftliche Fragen behandelt, vor allem aber auch die Grundlage für eine internationale seismologische Vereinigung geschaffen. Diese selbst kam im wesentlichen in einer Versammlung von Delegierten der Kulturstaaten in Berlin 1905 zustande. Und zwar ist eine „seismologische Assoziation der Staaten" gegründet worden. Die Staaten verpflichten sich, die seismologische Forschung in den heimatlichen Grenzen zu unterstützen; sie geben für gemeinsame Unternehmungen: Ausrüstung von Stationen, Herstellung von Katalogen, von Kartenwerken usw. recht erhebliche Beiträge, die sich nach der Bevölkerungszahl richten. Deutschland zahlt 3200 Mark jährlich. Für die Ausführung dieser gemeinsamen Arbeiten hat in erster Linie ein „Zentralbureau" der Assoziation zu sorgen, das zurzeit mit der Straßburger deutschen Hauptstation unter Gerlands Leitung verbunden ist. Die Assoziation besitzt eine „Permanente Kommission", bestehend aus Delegierten der Staaten und dem Direktor des Zentralbureaus. Ihre erste Zusammenkunft hat in Rom im Oktober des Jahres 1906 stattgefunden. Die zweite wird am Sonnabend dieser Woche im Haag beginnen; sie nötigt mich, die Naturforscherversammlung noch heute zu verlassen. In Zukunft soll die permanente Kommission in der Regel alle zwei Jahre zusammentreten. Zu den Versammlungen der permanenten Kommission treten „Generalversammlungen", die einen größeren Kreis von eingeladenen Gästen umfassen. Jetzt im Haag wird die erste dieser Generalversammlungen stattfinden.

Sie sehen, daß man in der Seismologie äußerst tatkräftig vorgeht. — Es gibt heute schon ca. 126 Stationen mit registrierenden Erdbebenmessern. Fast die Hälfte davon gehört dem englischen Netz an, das über die ganze Erde ausgedehnt ist. Allen diesen englischen Stationen ist ein Instrument gemeinsam, welches von J. Milne konstruiert wurde. Es stellt ein allerdings ziemlich unempfindliches photographierendes Horizontalpendel vor (E = ca. $2^1/_2$ mm, V = ca. 7) und hat keine Dämpfung; aber es ist sehr leicht zu bedienen und genügt, um bei größeren Erdbeben den Herd mit einiger Annäherung zu lokalisieren. — Vielfach verbreitet sind hochempfindliche photographierende Horizontalpendel, welchen das berühmte Instrument von v. Rebeur-Paschwitz als Vorbild gedient hat. In Italien hat man vertikale

Pendel mit Massen bis zu 500 kg und Übersetzungen bis zu $V = 160$ (Vicentini) gebaut; die Länge der Aufhängung erreicht in Catania 20 Meter. Auch Horizontalpendel mit großer Masse hat man in Italien, z. B. von Cancani. An vielen Orten auf der Erde arbeitet ein mechanisch registrierendes Horizontalpendel, dessen Typ in Japan (Omori) festgestellt wurde; besonders die in Straßburg gegebene Form hat Verbreitung gefunden („Straßburger Schwerpendel"). — Ich selbst habe mich bemüht, Konstruktionen zu suchen, die hohe Empfindlichkeit mit Klarheit der Bilder vereinigen. Mein sogenanntes „Astatisches Pendel", das auf einer ganzen Anzahl von Stationen aufgestellt ist, ist ein umgekehrtes Pendel mit einer stationären Masse von ca. 1000 kg, das eine Luftdämpfung besitzt, ca. 200 mal vergrößert und eine Neigungsempfindlichkeit von ca. 30—40 mm hat. Es ist wohl das empfindlichste mechanisch registrierende Horizontalseismometer, das im Gebrauch ist, abgesehen von dem Göttinger 17 000 kg-Pendel. Vertikalseismometer gibt es leider nur sehr wenige. Am verbreitetsten ist ein Instrument von Vicentini, das aber nur geringe Empfindlichkeit besitzt; ein hochempfindliches photographierendes Instrument steht in Jena, ein anderes in Göttingen. Ein hochempfindliches mechanisch registrierendes Vertikalseismometer besitzt jetzt nur Göttingen (stationäre Masse 1300 kg); doch werden nach den Göttinger Vorbildern nun an mehreren Orten Vertikalseismometer aufgestellt. —

Es wird Sie interessieren, zu erfahren, welche Stationen wir zurzeit in Deutschland besitzen; ich will sie aufzählen, vom Südwesten beginnend: Freiburg, Straßburg, Karlsruhe, Stuttgart, München, Darmstadt, Heidelberg, Jena, Leipzig, Plauen, Aachen, Göttingen, Potsdam, Hamburg, Helgoland. Weitere Stationen sind im Entstehen, darunter ist die Breslauer Station fast fertig. — Ganz besonders wichtig ist, daß Deutschland mitten im Stillen Ozean auf den Samoa-Inseln eine Station mit einem hochempfindlichen Horizontalseismometer (stationäre Masse 1000 kg) besitzt: in dem geophysikalischen Observatorium in Apia („Samoa-Observatorium"); in nächster Zeit wird dort auch ein Vertikalseismometer (stationäre Masse 80 kg) aufgestellt werden. Welche Wichtigkeit die Station schon jetzt für die Erdbebenforschung gewonnen hat, werden Sie sogleich erfahren. Ich habe die Freude, einen früheren Observator, Dr. Linke, unter meinen Zuhörern zu sehen.[1]) — Eine weitere Kolonialstation in Dar-es-salam, Ostafrika, wird begründet, vielleicht hat sie in diesem Augenblick ihre Tätigkeit schon aufgenommen. Wir hoffen nicht nur, sondern wir haben auch dank dem Eintreten der Behörden des Reiches die Gewähr, daß noch weitere Stationen außerhalb des Mutterlandes entstehen werden. Besondere Bedeutung wird für das weite Gebiet des erdbebenreichen Stillen Ozeans die Station gewinnen, welche die Marineverwaltung in Kiautschau zu errichten gedenkt. —

Es bleibt mir nun noch meine letzte Aufgabe für heute: Ich habe darüber zu berichten, was man schon jetzt aus den Erdbebenbeobachtungen in physikalischer Hinsicht hat folgern können. Leider bin ich genötigt, mich kurz zu fassen, nur das Wichtigste kann zur Sprache kommen.

Sehen wir zunächst einmal zu, was die Erdbebendiagramme direkt erkennen lassen.

Vor dem Erdbeben schrieb der Indikator des Seismographen ruhig seine gerade Linie. Plötzlich zeigt er eine Ausweichung an: den Beginn des Bebens. Unruhig sind die Bewegungen, Zacken wechseln mit Zacken ab, längere Folgen von Wellen werden aufgezeichnet, meist findet man gleichzeitig kürzere und längere Perioden, 1 Sekunde und darunter, 5 oder 10 Sekunden und darüber. So geht es eine oder mehrere Minuten, bis 10 und darüber, dann setzen, wiederum meist plötzlich, erheblich stärkere Bewegungen ein, in denen meist die längeren Perioden, 10 Sekunden und mehr vorherrschen: Wir hatten zunächst die „Ersten Vorläufer" vor uns, nun sind die „Zweiten Vorläufer" angekommen. Nach einiger Zeit, nach einigen Minuten, oder 10 Minuten und darüber beginnen sich noch längere Perioden von 20, 30 selbst von 60 Sekunden bemerkbar zu machen: es nahen die Hauptwellen. Die Periode in ihnen sinkt rasch auf 10 bis 20 Sekunden, die Ausschläge des Instrumentes nehmen dabei stark zu, bei großen Beben kommt es vielleicht dahin, daß die Schreibstifte heftig gegen die Hemmung schlagen, oder — wenn nicht gut Vorsorge getroffen ist — wohl gar abgeworfen werden. — Dann vermindern sich die Ausschläge allmählich wieder, immer zeitweilig stärker und schwächer werdend, während die Periode ziemlich konstant bleibt. Die letzten Nachläufer sind vielleicht nach Stunden noch bemerkbar. Je ferner der Herd des Bebens war, um so mehr streckt sich das ganze Bild in die Länge, je näher er war, um so schneller folgen die Phasen aufeinander; ganz nahe am Herd, in 500 Kilometer und darunter, lassen sich die zweiten Vorläufer von den Hauptwellen nicht mehr trennen; nur noch die ersten Vorläufer gehen voraus, und diese bei Beben in nächster Nähe nur um Sekunden. — Sie sehen aus dieser Darlegung, daß aus dem Anblick des Diagrammes der Sachkundige sogleich auf die

1) Vergl. diese Zeitschr. **8**, 871, 1907.

Entfernung des Bebenherdes schließen kann. Unter günstigen Umständen können wir eine Genauigkeit von 100 Kilometer erreichen und zwar selbst bei Beben in vielen 1000 Kilometern Entfernung.

Die Richtung nach dem Herd ist nicht so leicht festzustellen, wenn die Aufzeichnungen nur von einer Station vorliegen; sobald man aber die Bilder mehrerer Stationen vergleicht, und dabei auf die Eintrittszeiten achtet, oder — wenn die Stationen weit auseinander liegen — auch nur auf die sich ergebenden verschiedenen Entfernungen, so kann man die Lage des Herdes mit großer Schärfe feststellen.

Was bedeuten die verschiedenen Phasen? Zieht man das Vertikalseismometer zu Rat, so zeigt sich, daß die ersten Vorläufer longitudinale, die zweiten Vorläufer transversale Wellen sind. Beachtet man ferner, daß die Zeiten, in denen die Wellen entfernte Stationen erreichen, nicht einfach proportional sind mit der auf der Erdoberfläche gemessenen Entfernung vom Herd, so folgt, daß sowohl die ersten als auch die zweiten Vorläufer sich durch die Tiefen des Erdkörpers ausbreiten. Auch der Vergleich der Aufzeichnungen des Vertikalseismometers mit denen des Horizontalseismometers führt zu demselben Schluß: Es ergibt sich nämlich, daß die Wellen um so mehr „von unten herauf" kommen, je weiter die Station vom Herd entfernt ist.

Ganz anders steht es um die Hauptwellen. Hier ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit längs der Erdoberfläche selbst gemessen in allen Entfernungen vom Herd dieselbe, ebenso das Verhältnis der vertikalen zu den horizontalen Bewegungen. So müssen wir folgern, daß die Hauptwellen wie die Meereswogen längs der Oberfläche laufen. Es gibt zwei verschiedene Arten der Hauptwellen. Bei der einen, die etwas schneller läuft, finden die Schwingungen horizontal statt, quer zur Fortschreitungsrichtung, bei der andern sind vertikale und horizontale Bewegungen vereinigt; die horizontalen Bewegungen geschehen hier in der Fortschreitungsrichtung. Die physikalische Bedeutung der zweiten Art hat Lord Rayleigh festgestellt. Wir haben hier Oberflächenwellen ähnlicher Art vor uns, wie sie z. B. auch bei der Totalreflexion des Lichtes stattfinden. Zur Erklärung der Hauptwellen erster Art, die noch von jedem der Herren aufgefunden wurden, welche die Göttinger Erdbebenkurven bearbeiteten, vermag ich keine andere Annahme zu finden, als daß es sich um reine Transversalwellen handelt, die in einer durch sehr nachgiebiges Magma vom Kern der Erde abgetrennte Rinde sich ausbreiten. Die Eisbedeckung eines Sees müßte ähnliche Wellen zeigen. —

Wir dürfen uns aber das Magma nicht völlig flüssig denken, denn dann könnten die transversalen Wellen der zweiten Vorläufer nicht hindurchgehen, wie sie es nach den soeben dargelegten Erfahrungen tatsächlich tun. Anzunehmen ist nur eine erheblich größere Nachgiebigkeit gegen Formveränderungen als in der darüber liegenden festen Erdrinde. —

Hier erhebt sich die wichtige Frage nach der Tiefe, in der die obere Grenze der Magmaschicht zu suchen ist. Es darf wohl vermutet werden, daß sie an eine Temperatur der Erdschichten gebunden ist, in der wasserhaltige Gesteine weich werden. 1000° C mag hierbei wohl ungefähr die Größenordnung angeben. Da die Temperatur in den uns zugänglichen Schichten der Erdrinde nach innen hin auf einen Kilometer um 20—40° C anwächst, ist also auf eine Tiefe von 25—50 Kilometer zu schließen.

Dieser Schätzung haften nun freilich sehr große Unsicherheiten an. In der Tat habe ich sie auch nur einleitend Ihnen vorgeführt, und will nun darauf hinweisen, daß es eine andere Erscheinung gibt, die uns sicherere Grundlagen für ein Urteil über die Dicke der Erdrinde bietet. Es handelt sich um eine Erscheinung, die auch an sich schon unsere besondere Aufmerksamkeit herausfordert: um die Schwingungen in den Erdbebenwellen. In den Erdbebendiagrammen bemerkt man allerdings auch stoßartige Bewegungen, aber im großen und ganzen herrschen doch sehr auffallenderweise Schwingungen von bestimmten Perioden vor. Oft folgen nur wenige Schwingungen aufeinander, manchmal aber viele Hunderte, selbst Tausende. Insbesondere die Hauptwellen bestehen fast immer aus solchen Schwingungen, wobei nach dem Ablauf der kurzen einleitenden Phase mit abnehmender Periode eine bestimmte Periode vorherrscht. Aus dem Auftreten der Schwingungen müssen wir offenbar schließen, daß bei den Erdbeben bestimmte Erdschichten zu Eigenschwingungen angeregt werden, die dann allmählich abklingen. —

Oft werden es oberflächliche Schichten sein, Sandschichten etc., die leicht beweglich sind. Dabei sind kurze Perioden zu erwarten, Perioden von 1 Sekunde und darunter oder von einigen wenigen Sekunden. Neben diesen kürzeren Perioden treten aber auch längere auf, und zwar zeigt sich die merkwürdige Erscheinung, daß in den ganz großen Weltbeben die nach der einleitenden Phase sich einstellende Periode stets nahe gleich groß ist, wo und wann auch das Erdbeben auf der Erde stattfinden mag. Die Periode liegt nämlich etwa in den Grenzen 16 und 20 Sekunden, wobei ein Wert von 17 bis 18 Sekunden am meisten

auftritt. Es liegt hier der Schluß sehr nahe, daß wir es mit der „Grundschwingung" der Erdrinde am Herde zu tun haben.

Bei dieser Grundschwingung gibt es eine einzige „Knotenfläche" in der Erdrinde, das heißt eine einzige Fläche, die in Ruhe bleibt; sie liegt in halber Höhe zwischen der oberen und der unteren Grenze. Im übrigen gehen die Schichten der Erdrinde horizontal hin und her und zwar oberhalb der Knotenfläche jederzeit in entgegengesetzter Richtung wie unterhalb. Die stärksten Bewegungen finden sich an der oberen und der unteren Grenze. — Bei den „Oberschwingungen" müssen 2, 3 und mehr Knotenflächen auftreten; die Periode umfaßt dann $^1/_2$, $^1/_3$ und kleinere Bruchstücke der Periode bei der Grundschwingung. Man findet in den Erdbebenregistrierungen vielfache Anzeichen dafür, daß auch diese Oberschwingungen auftreten. — Die Dicke der Erdrinde bildet bei der Grundschwingung gerade eine halbe Wellenlänge der transversalen Wellen gleicher Periode. Ist also T die Periode, D die Dicke der Erdrinde, v die Geschwindigkeit der transversalen Wellen, so muß $D = v \cdot T/2$ sein. Nach den Beobachtungen liegt v ein wenig unterhalb 4 Kilometer in 1 Sekunde. Die Perioden, welche in den Hauptwellen der Weltbeben, abgesehen von der einleitenden Phase, vorkommen, variieren, wie ich vorhin angab, etwa zwischen 16—20 Sekunden; so hätte denn die Erdrinde in jenen Gegenden der Erde, aus welchen wir die Weltbeben erhalten, eine Dicke zwischen 30 und 40 Kilometer. Wie Sie sehen, sind das Zahlen, die mit unseren Vermutungen auf Grund der Betrachtung der Temperaturverhältnisse vortrefflich zusammenstimmen.

Nun wird freilich zugegeben werden müssen, daß auch die zweite Methode der Schätzung der Dicke der festen Erdrinde keineswegs ohne Bedenken ist. Es darf ja vorläufig nur als eine Vermutung gelten, daß die hohen Perioden in den Hauptwellen der Weltbeben der Grundschwingung der Erdrinde zugehören. Da will ich denn hier die Hoffnung aussprechen, daß es in absehbarer Zeit gelingen wird, wirklich sichere und genaue Schlüsse über die Dicke der Erdrinde sowie überhaupt über ihre Schichtung zu gewinnen. Das wird dann eintreten, wenn unsere Beobachtungen uns ein scharfes Urteil über die Ausbreitung der Erdbebenwellen in der nächsten Nachbarschaft des Herdes erlauben werden. Ich werde sogleich zu berichten haben, wie die Beobachtungen über die Ausbreitung der Erdbebenwellen in großen Fernen vom Herd es schon jetzt ermöglichen, wichtige Schlüsse über die Schichtung der Erde im tiefen Innern zu ziehen: eben dieselben Methoden nun, die sich so schon für große Tiefen bewährt haben, stehen auch zur Verfügung zur Feststellung der Schichtung in der äußeren Erdrinde, — nur fehlt leider das notwendige Beobachtungsmaterial noch ganz. — Bei der hohen Empfindlichkeit, welche dem Seismometer gegeben werden kann, scheint es mir übrigens nicht unmöglich, daß man auch mit Vorteil jene künstlichen Erdbeben wird zu Hilfe nehmen können, welche im Bereich der menschlichen Machtmittel liegen.

Die Hauptwellen bleiben an der Erdoberfläche, die Vorläufer gehen hinab; wollen wir also Aufschlüsse über die Beschaffenheit des tiefen Erdinnern gewinnen, so müssen wir die Vorläufer befragen.

Selbst in den weitesten Entfernungen vom Herd gibt es erste und zweite Vorläufer, also longitudinale und transversale Wellen; hieraus folgt, daß die Erde im Innern nicht nur eine Volumelastizität, sondern auch eine Formelastizität besitzt. Das Erdinnere ist hiernach „fest" und zwar, wie wir erfahren werden, sogar sehr fest. Die Magmaschicht, von der vorhin die Rede war, kann daher nur wenig weit hinabreichen.

Wäre die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Wellen über die Erdoberfläche derart, daß die Laufzeiten vom Herd zu einem fernen Punkt überall einfach dem in der Sehne gemessenen Abstand proportional wären, so dürften wir folgern, daß die Erdbebenstrahlen geradlinige Bahnen verfolgten, daß also ihre Geschwindigkeit im ganzen Innern der Erde konstant wäre. Die Laufzeiten genügen aber nicht dem angegebenen Gesetz — weder für die ersten noch für die zweiten Vorläufer. Es zeigt sich vielmehr, daß die weiteren Entfernungen verhältnismäßig schneller erreicht werden, als die kürzeren: also folgt, daß die Erdbebenwellen in den Tiefen der Erde schneller laufen als an der Oberfläche; hieraus ergibt sich auch, daß ihre Bahnen nicht geradlinig sind, sondern gekrümmt sein müssen.

Die mathematische Behandlung des Problems der Strahlen im Innern der Erde, die von verschiedenen Autoren in Angriff genommen ist, — ich möchte vor allem Rudzki und Benndorf nennen — zeigt, daß aus der Ausbreitung der Wellen auf der Erdoberfläche auf den Weg der Strahlen und ihre Geschwindigkeit im Innern der Erde geschlossen werden kann; Versuche dieser Art sind von Milne, Laska, Benndorf und Oldham gemacht worden. Ich selbst habe eine praktisch sehr bequeme Methode entwickelt, mit der die Konstruktion der Strahlen und die Bestimmung der Geschwindigkeit in den Schichten der Erde leicht vorgenommen werden kann. Dr. Zoeppritz

leitete in Göttingen aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial möglichst zuverlässige Tabellen über die Laufzeiten ab; auf das so gewonnene Beobachtungsmaterial wandten dann Dr. Zoeppritz und ich gemeinsam meine Methode der Strahlenberechnung an. Ich glaube behaupten zu dürfen, daß die so gewonnenen Resultate erheblich genauer sind, als die Abschätzungen der früheren Autoren.

Welches ist nun das Resultat der Rechnungen? Es ergibt sich, daß beide Arten der Vorläufer sich sehr ähnlich verhalten. Für beide wächst die Geschwindigkeit schnell an, wenn wir in die Erde hineingehen. Das geht sehr gleichmäßig so fort, bis eine Tiefe von ca. 1500 Kilometer erreicht ist. Eine besonders hervortretende Zunahme der Geschwindigkeit in ca. 300 km Tiefe, wie sie von Milne und auch Benndorf vermutet wurde, ließ sich nicht entdecken. Bei 1500 km Tiefe hört die Zunahme plötzlich auf. Als ich im vergangenen Winter von den Rechnungen der Königlichen Gesellschaft zu Göttingen Bericht erstattete, konnte aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial für die größeren Tiefen nur geschlossen werden, daß die weitere Änderung gering sei, es schien selbst möglich, daß sie durchweg konstant wäre. Da bekamen wir von Samoa, zunächst von Dr. Linke, dann von seinem Nachfolger Dr. Angenheister Berichte über Erdbeben in naher Nachbarschaft von Samoa und über die Registrierungen dieser Beben in Samoa. Nun konnten Strahlen verfolgt werden, die sehr große Tiefen erreicht haben mußten, Tiefen von ca. 3000 Kilometer unter der Erdoberfläche. Sie werden begreifen, mit welcher Spannung wir danach fragten, wie denn diese Beobachtungen sich unseren bisherigen Resultaten einfügten! Und siehe da: die Übereinstimmung fehlte durchaus! Die Strahlen trafen in Göttingen um ca. 2 Minuten später ein, als wir erwarten mußten. Jede Erklärung durch Beobachtungsfehler war in diesen Fällen vollkommen ausgeschlossen. — Was bedeutete nun der Widerspruch? Ich habe mir recht viel den Kopf darüber zerbrochen. Besonders die Hypothese verfolgte ich, daß die Strahlen vielleicht gar nicht direkt zu uns gekommen seien, sondern, daß sie zum Beispiel an der Unstetigkeitsfläche in 1500 km Tiefe innen reflektiert worden seien. Aber das Vertikalseismometer vernichtete schnell diese und ähnliche Annahmen. Es lehrte klar und deutlich, daß es sich wirklich um direkt gekommene Wellen handele. Also bleibt nun nichts anderes übrig als der offenbar außerordentlich wichtige Schluß, daß unterhalb der Tiefe von 1500 km die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen nach dem Erdmittelpunkt wieder abnimmt. Wir müssen weitere Beobachtungen abwarten, um Genaueres über die Art dieser Abnahme zu erfahren. Vor allem wird es darauf ankommen, die Erdbeben im Gebiet des Stillen Ozeans auf das sorgfältigste zu beachten, denn von dort aus kommen die Erdbeben zu uns nach Europa durch die großen Tiefen der Erde. So haben wir denn auch an der Errichtung von Erdbebenstationen im Gebiet des Stillen Ozeans, die eine genaue Festlegung der dortigen Erdbebenherde und der Eintrittszeiten der Beben gestatten, ein überaus großes Interesse.

Um ein Urteil von den Zahlwerten zu geben, will ich mitteilen, daß die Geschwindigkeit der ersten Vorläufer an der Erdoberfläche ca. 8 km in 1 Sekunde ist. Sie steigt in 1500 km Tiefe auf ca. 13 km in 1 Sekunde, dann geht sie wohl wieder auf etwa 10 km in 1 Sekunde herab. Die Geschwindigkeit der zweiten Vorläufer beträgt an der Erdoberfläche nicht ganz 4 km in 1 Sekunde, steigt in 1500 km Tiefe auf ca. 8 km in 1 Sekunde und fällt dann wohl wieder auf vielleicht 6 km in 1 Sekunde.

Was sagen uns diese Zahlen? Die ersten Vorläufer sind Longitudinalwellen, die zweiten Transversalwellen, beide zusammen lehren uns die elastischen Konstanten des Erdmaterials kennen. Wir gewinnen so ein Urteil über die Kompressibilität der Erdsubstanz. Es zeigt sich, daß diese sehr klein ist, in den Tiefen noch etwa $4^1/_2$ mal kleiner als die Kompressibilität des Stahles unter den Druck- und Temperaturverhältnissen, die uns gewohnt sind. Aus der geringen Kompressibilität ist nun sogleich zu schließen, daß die größere Dichte im tiefen Erdinnern, welche aus der bekannten mittleren Dichte der Erde und der geringen Dichte der Gesteine an der Erdoberfläche gefolgert werden muß, sich nicht, wie man wohl öfters angenommen hat, durch Kompression der Erdsubstanz unter den hohen Drucken im Erdinnern erklären läßt. Es muß vielmehr unbedingt angenommen werden, daß im tiefen Erdinnern Substanzen größeren spezifischen Gewichtes als an der Erdoberfläche liegen. Es liegt gewiß nahe, daran zu denken, daß von dem äußeren Steinmantel, auf dem wir leben, ein Metallkern umschlossen wird. Wir sehen auch sofort, wo seine Grenze zu suchen ist: offenbar in jener Tiefe von 1500 km, wo eine so auffällige Änderung in dem Verhalten der Erdsubstanz gegenüber den Erdbebenwellen sich zeigt.

Damit kommen wir nun zu einem sehr bemerkenswerten Zusammenhang mit Untersuchungen der Massenverteilung im Erdinnern, über die ich der Naturforscherversammlung 1896 in Frankfurt Bericht erstatten durfte, und die dann später in den Schriften der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften veröffentlicht wurden.

Erlauben Sie mir, daß ich hier einer Erinnerung Raum gebe, die mich noch heute lebhaft bewegt. Damals in Frankfurt war die Fülle des Stoffes sehr groß, mein Vortrag in der Fachsitzung kam spät am Abend daran. Die Dunkelheit brach herein. Treu hielten meine Zuhörer stand, während ich mehr und mehr im Halbdunkel meine Entwickelungen durchführte. Noch heute fühle ich tiefe Dankbarkeit, daß ich damals nicht im Stich gelassen wurde, sondern den Bericht über eine Arbeit vollständig geben durfte, die mir besonders teuer war.

Doch nun zur Wissenschaft zurück. Gibt man die Vorstellung der Kompression durch Druck auf, nimmt man eine Trennung der Erdmaterie in einen Metallkern und einen Steinmantel an, so ist die einfachste mathematische Vorstellung jedenfalls die, daß die Dichte sowohl im Steinmantel wie im Metallkern konstant sei. Auf diese Annahmen gründete ich damals meine Berechnungen, und ich zeigte, wie aus den Beobachtungsdaten zu folgern sei, daß der Steinmantel 1300—1600 km dick sein müsse, und daß die Dichte des Metallkernes etwas über 8 liege. Jetzt nun zeigen die Erdbebenbeobachtungen, daß wirklich in ca. 1500 km Tiefe eine Unstetigkeitsfläche liegt. So gewinnt denn die Hypothese der zweiteiligen Erde, bestehend aus Metallkern und Steinmantel, eine mächtige Stütze. Auch die Angabe, daß die Dichte des Metallkerns etwas über 8 liege, gewinnt an Sicherheit und damit die Folgerung, daß es sich in der Hauptsache wohl um einen Eisenkern handeln wird; denn Eisen hat die hier verlangte Dichte und ist ein Hauptbaumaterial unseres Sonnensystems.

Selbstverständlich ist die Annahme der Konstanz der Dichte im Steinmantel und im Metallkern nur als erste Annäherung an die Wirklichkeit aufzufassen. Insbesondere möchte ich darauf hinweisen, daß die Kompression, welche im Metallkern nach innen zu infolge des wachsenden Druckes eintreten muß, schon genügend scheint, um die beobachtete Abnahme der Geschwindigkeit der Erdbebenwellen zu erklären. Man müßte dann die Elastizität als konstant ansehen. Statt dessen wäre es auch denkbar, daß sich nach innen hin Metalle mit anderer Dichte und anderer Elastizität mehr und mehr zu mengen. —

Es sind nun noch vom rein physikalischen Standpunkt aus einige bedeutsame Erwägungen anzuknüpfen.

Aus den elastischen Konstanten im Innern der Erde, wie sie durch die Erdbebenbeobachtungen bekannt werden, kann man auch die Querkontraktion bei Längsdehnungen frei gedachter Stäbe berechnen; man findet für alle heute erreichbaren Tiefen Werte in der Nähe von $^1/_4$ für die sogenannte Poissonsche Konstante, das heißt für das Verhältnis der Querkontraktion zur Dehnung. Diese Zahl wird dem Physiker Erinnerungen an alte Diskussionen erwecken. Sie müßte sich strenge ergeben, wenn die Atome nur mit Zentralkräften ausgestattet wären. Da die Abweichung von $^1/_4$ nicht groß ist, so scheint es, daß die Atome selbst unter den gewaltigen Drucken im Erdinnern, wo schon in 1500 km Tiefe $^1/_2$ Million Atmosphären erreicht wird, sich einigermaßen nahe wie Kugeln verhalten.

Sehr bemerkenswert ist die außerordentlich geringe Kompressibilität und dabei ihre verhältnismäßig geringe Variation im Metallkern. Wären die Atome als starre Kugeln anzusehen, und käme die Elastizität ganz auf Rechnung der durch die Wärmebewegungen aufrecht erhaltenen Zwischenräume, so würden wir wohl die geringe Kompressibilität, nicht aber die geringe Variation im Metallkern erklären können. Es scheint so der Schluß geboten, daß die Elastizität wegen der Wärmebewegungen bei den hohen Drucken im Metallkern ganz zurücktritt gegenüber der Eigenelastizität der Atome, das heißt gegenüber jener Elastizität, die unabhängig von den Wärmebewegungen besteht. Zur Erklärung des Verhaltens der Gase hat man sich ja schon lange genötigt gesehen, eine solche Elastizität anzunehmen. — Die Frage, ob diese Elastizität sich durch einen elastischen Widerstand gegen die Formänderungen erklärt, oder ihre Ursache in Zentralkräften findet, kann hier offen gelassen werden.

Dem Physiker wird auffallen, daß an der Unstetigkeitsgrenze, die als Übergang vom Gestein zum Metall gedeutet wurde, kein Sprung in der Wellengeschwindigkeit selbst gefunden worden ist. Ein Sprung mag ja wohl da sein, ist aber jedenfalls nur klein, da er sich der Beobachtung bisher entzieht. Ein wenig bedenklich gestimmt und der Zukunft die Entscheidung überlassend, möchte ich die Bemerkung wagen, daß vielleicht eine tiefgehende Erklärung zu suchen ist. Vielleicht ist die elastische Widerstandsfähigkeit der verschiedenen Atome im großen und ganzen proportional mit ihrer Masse. Diese Hypothese, für die auch manches andere spricht, und deren weitere Prüfung ich versuchen will, liegt nicht fern, wenn man bedenkt, daß das Atomvolumen selbst ja im großen und ganzen mit der Masse nicht zunimmt. Je schwerer also ein Atom ist, um so mehr Masse ist mit ihm auf einem im großen und ganzen gleichen Raum zusammengedrängt.

Ich bin zum Schluß gekommen. Die mir gestellte Aufgabe dürfte ich als erfüllt ansehen, wenn Ihnen meine Ausführungen gezeigt haben,

daß in hohem Maße bedeutungsvolle Aufgaben der Geophysik und der Physik der Materie mit der Erdbebenforschnng verknüpft sind. Bei der Bearbeitung dieser Fragen stehen wir noch ganz im Anfang, so viele Mühe man auch schon aufgewandt hat; aber machtvoll strebt die ganze Wissenschaft vorwärts, und ein wenig hat die Ernte schon begonnen. Mit Spannung müssen wir erwarten, welche Früchte uns weiter beschert sein werden.

(Eingegangen 7. Dezember 1907.)

REFERATE.

Philippe-A., Guye, Über die in den Jahren 1904, 1905 und 1906 im Laboratorium für physikalische Chemie der Universität Genf ausgeführten Untersuchungen über die Dichten der Gase. — Archives des Sciences physiques et naturelles XXIV. 34—62, Juli 1907.

In der vorliegenden Arbeit gibt der Verfasser ein Résumé über seine zahlreichen Untersuchungen über die Dichten der Gase, die er in den letzten drei Jahren, gemeinsam mit Jaquerod, Pintza, Davila, Gazarian und Baume in den „Comptes Rendus" der Akademie der Wissenschaften zu Paris veröffentlicht hat. Der Verfasser liefert mit diesen Untersuchungen einen weiteren Beitrag zu einem in den letzten Jahren von verschiedenen Forschern (Leduc, Rayleigh, Morley, Gray, Perman und Davis) in Angriff genommenen Problem, zu dem Problem der physiko-chemischen Bestimmung der genauen Molekulargewichte.

Zur Bestimmung von Gasdichten stehen im wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung, die Ballonmethode, deren Details von Regnault festgelegt sind und die volumetrische Methode, die zuerst Morley, gelegentlich der Bestimmung der Dichte des Wasserstoffs, als exakte Methode in Anwendung gebracht hat. Wie die eingehende Diskussion der Resultate des Verfassers wie der der obengenannten Forscher zeigt, liefern die zurzeit gebräuchlichen Methoden Resultate, die auf mindestens $^1/_{10000}$ übereinstimmen; man verwendet dabei Beobachtungen, die unter sich keine größeren Abweichungen als $^3/_{10000}$ oder selbst $^5/_{10000}$ zeigen und nimmt aus einem halben Dutzend derselben das Mittel. Diese Übereinstimmung kann selbst mit solchen Gasen erzielt werden, die sich nur schwierig reinigen und trocknen lassen, z. B. Ammoniak, schweflige Säure, Salzsäure, Stickoxyd.

Man füllt zu diesem Zwecke den Ballon, der vordem mit trockener Luft ausgespült worden ist, mit dem völlig trockenen Gase, dessen Dichte bestimmt werden soll, pumpt ihn alsdann möglichst leer, füllt ihn wiederum mit dem betreffenden Gase und wiederholt so diese Operation mehrere Male. Wie besondere Versuche lehrten, zeigen unter diesen Bedingungen die in Ballons von je 3,5 und 0,5 Liter Inhalt ausgeführten Gasdichtebestimmungen keinerlei Unterschiede, die Oberflächenwirkungen sind somit bei einer Genauigkeit

Gewichte des Normalliters (in gr).

($t = 0^0$; $H = 760$; $h = 0$; $\lambda = 45^0$.)

Gas	I Leduc	II Rayleigh	III Verschiedene	IV Lab. Guye	V Angenommene Werte	VI Dichte bezogen auf Sauerstoff
O_2	(1,4288)	1,42905	1,42900 M 1,42896 Gr	(1,4292) J. P.	1,42900	1,00000
H_2	0,8982	(0,08998)	0,089873 M		0,08987	0,062890
N_2	1,2503	1,2507	1,2507 Gr		1,2507	0,87523
CO	1,2501	1,2504			1,2504	0,87502
NO	(1,3429)		1,3402 Gr	1,3402 G. D.	1,3402	0,93786
Ar		1,7809	1,7808 R			1,2463
CO_2	1,9763	1,9769		1,9789 G. P.	1,9768	1,3833
N_2O	1,9780	1,9777		1,9774 G. P.	1,9777	1,5840
HCl	(1,6407)		1,6397 Gr	1,6398 G. G.	1,6398	1,1475
NH_3	(0,7719)		0,77085 P. D.	0,7708 G. P.	0,7708	0,53940
SO_2	2,9266			2,9266 J. P. 2,9266 B.	2,9266	2,0480
Luft	1,2927	1,2928			1,2928	0,90469

von der Größenordnung $^1/_{10000}$ zu vernachlässigen.

Ganz besondere Sorgfalt hat der Experimentator auf die Reinigung der Gase zu verwenden; es empfiehlt sich hier, das Gas zu verflüssigen und bei niedriger Temperatur zu rektifizieren.

Es ist ferner unerläßlich, die Wahl einer gemeinsamen Einheit zu treffen; anstatt die Dichten auf die eines Vergleichsgases (Sauerstoff oder Luft) zu beziehen, ist es in verschiedener Hinsicht vorteilhafter, direkt das Gewicht des Normalliters zu berechnen, d. h. bei 0^0 ($t = 0^0$) und einem Quecksilberdruck H von 760 mm, bezogen auf das Niveau des Meeres ($h = 0$) und eine Breite von 45^0 ($\lambda = 45^0$). Führt man etwa die Kalibrierung des Ballons bei 0^0 durch, so läßt sich das Volum desselben mit der großen Genauigkeit von $^1/_{30000}$ bestimmen.

In der nachfolgenden Tabelle findet man die für die verschiedenen Gase gefundenen Werte zusammengestellt: die erste Kolonne gibt die aus den Leducschen Versuchen abgeleiteten Werte wieder, die zweite Vertikalreihe die von Rayleigh, die dritte Kolonne die von Morley, Ramsay, Gray, Perman und Davis. In der vierten Vertikalreihe sind die von Guye und seinen Schülern im Genfer Laboratorium gewonnenen Werte enthalten, die fünfte Reihe enthält die zurzeit wahrscheinlichsten Werte für die Dichten der Gase — die Genauigkeit ist von der Größenordnung $^1/_{10000}$ —, während die letzte (VI.) Kolonne die nämlichen Werte wiedergibt, aber umgerechnet auf die Dichte des Sauerstoffs als Einheit.

R. Lucas.

BESPRECHUNGEN.

Rudolf Namias, Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie. I. Band. Photographische Negativprozesse und orthochromatische Photographie. Nach der dritten italienischen Auflage übersetzt von A. Valerio und Dr. C. Stürenburg. gr. 8. VIII u. 406 S. Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 8,—.

Die schwierige Aufgabe, dem Laien die Grundbegriffe der Physik und Chemie so weit beizubringen, als es zum Verständnis der photographischen Prozesse notwendig ist, wird in dem vorliegenden Buche mit großem pädagogischen Geschick gelöst. Bei sämtlichen photographischen Operationen von der Herstellung der lichtempfindlichen Platte (in dem vorliegenden ersten Bande) bis zur Fertigstellung des Negativs ist der dabei stattfindende physikalische oder chemische Vorgang eingehend erklärt. Daß ein derartiges Werk manchem erwünscht ist, zeigt das Erscheinen der dritten italienischen Auflage an. Die Auswahl des Stoffes erscheint im allgemeinen zweckmäßig, jedoch hätte z. B. bei der Besprechung der orthochromatischen Photographie auch das neue Lumièresche Stärkekornverfahren erwähnt werden müssen. Zweifellos würde das Werk noch bedeutend gewinnen, wenn der Verf. die Fortschritte der physikalischen Chemie mehr berücksichtigte und beispielsweise die häufige Verwechslung von Reaktionsgeschwindigkeit und chemischem Gleichgewicht vermiede. Wie unklar die theoretischen Vorstellungen des Verf. sind, beweist der folgende Satz (S. 382): „Dieses ist hauptsächlich dem Umstande zuzuschreiben, daß das physikalische Agens Licht im Gegensatze zu den beiden anderen Agenzien Wärme und Elektrizität die Körper wohl zersetzen kann, aber nicht die Eigenschaft besitzt, die Zersetzungsprodukte auszuscheiden oder vollkommen zu trennen, wie es die beiden anderen tun."

Riesenfeld.

Tagesereignisse.

Für den Neubau eines physikalischen Instituts an der Universität Rostock bewilligten die meklenburgischen Stände einen Beitrag von 200000 Mark.

Der ord. Professor der Physik Geh. Reg.-Rat Dr. W. Hittorf überwies der Universität Münster i. W. zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Studiums ein Kapital von 25000 Mark als Geschenk.

Die Akademie der Wissenschaften in Wien bewilligte in ihrer Sitzung vom 28. November 1907 aus dem Legat Scholz für die Herausgabe der Schriften Ludwig Boltzmanns 1000 Mark.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität in München Dr. P. Koch für Physik, an der Technischen Hochschule zu Danzig Dr. W. Plato für Chemie.

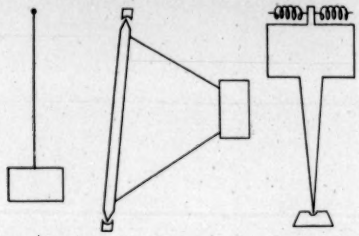
Ernannt: Der Privatdozent der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Rudolf Dietz zum a. o. Professor, zum ord. Professor der organischen Chemie am Collège de France (und Nachfolger von M. Berthelot) in Paris Professor Emile Jungfleisch und zum Direktor der Sternwarte (und Nachfolger von M. Loewy) in Paris Professor Guillaume Bigourdan.

Berufen: Der o. Professor der Physik an der Universität Königsberg (Pr.) Dr. G. C. Schmidt, zum o. Professor und Leiter des physikalischen Instituts an der Universität Münster i. W.

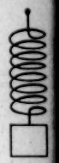
Gestorben: Der Chancellor der Universität Glasgow, früher ord. Professor der Physik daselbst, R. H. Lord Kelvin (William Thomson), der Direktor des Observatoriums von Meudon bei Paris Jules Janssen, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Prag, Dr. Otto Gras.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

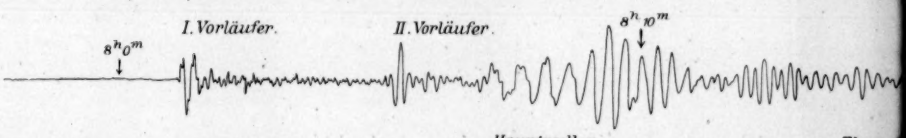
Figur 1. **Horizontalseismometer.** **Figur 2.**



Vertikales Pendel. Horizontalpendel. Verkehrtes Pendel.

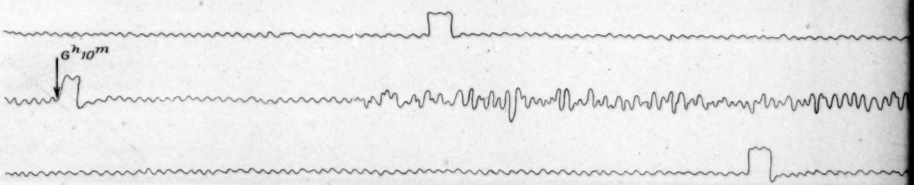


Direkte Aufz



Figur 4

Nord-Süd-Komponente. Indikatorv

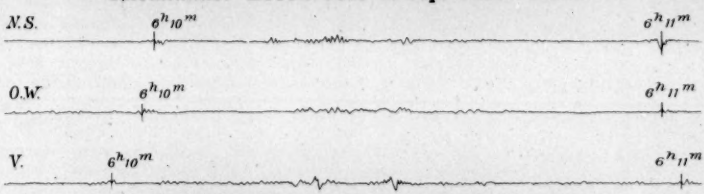


Figur 5b. R

17000 kg-Pendel, Nord-Süd-Komponente. Indikatorvergrößerung 2100fach.

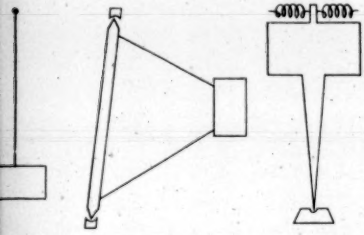
Figur 5a.

Rheinländer Beben vom 1. September 1906.



N. S.: Nord-Süd-, O. W.: Ost-West-, V.: Vertikal-Komponente.
Indikatorvergrößerung für N. S.: 140, O. W.: 160, V.: 175fach.
Vergrößerung der Reproduktion: ca. 5fach.
Gesamtvergrößerung für N. S.: 700, O. W.: 800, V.: 870fach.
Greenwich-Zeit. Korrektur: — 40s.

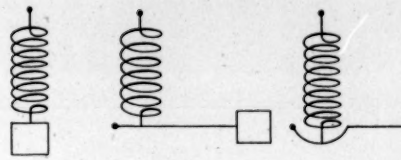
Horizontalseismometer.



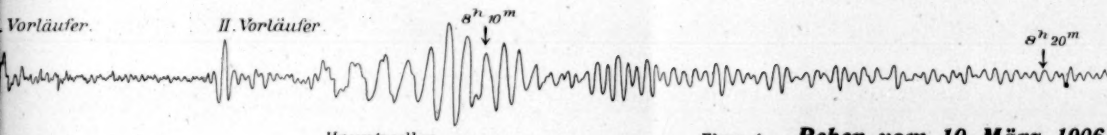
es Pendel. Horizontalpendel. Verkehrtes Pendel.

Figur 2.

Vertikalseismometer.

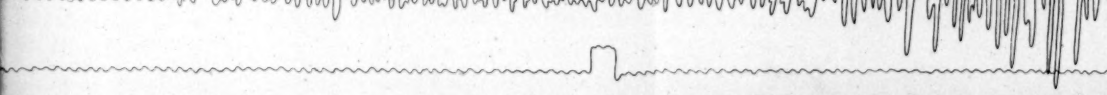


Direkte Aufhängung. Einfacher Hebel. Hebel mit tiefg Angriffspu



Figur 4. **Beben vom 19. März 1906**

Nord-Süd-Komponente. Indikatorvergrößerung 150fach. Abbildung in natürli

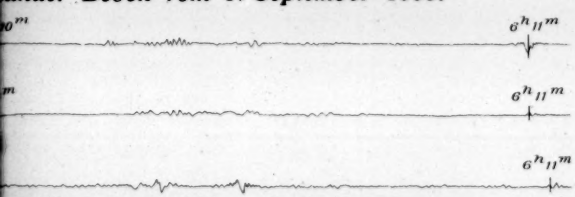


Figur 5b. **Rheinländer Beben vom 1. Sep**

17000 kg-Pendel, Nord-Süd-Komponente. Indikatorvergrößerung 2100fach. Vergrößerung der Reproduktion ca. 5fach

Figur 5a.

länder Beben vom 1. September 1906.



Nord-Süd-, O. W.: Ost-West-, V.: Vertikal-Komponente.
ervergrößerung für N. S.: 140, O. W.: 160, V.: 175fach.
Vergrößerung der Reproduktion: ca. 5fach.
ntvergrößerung für N. S.: 700, O. W.: 800, V.: 870fach.
Greenwich-Zeit. Korrektur: — 40s.

Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

Figur 3.

L = Pendellänge.

I = Indikatorlänge.

$\frac{I}{L} = V$ = Indikatorvergrößerung.

Achse, vom Uhrwerk gedreht und verschoben.

Papierband für die Registrierung.

Spannrolle.

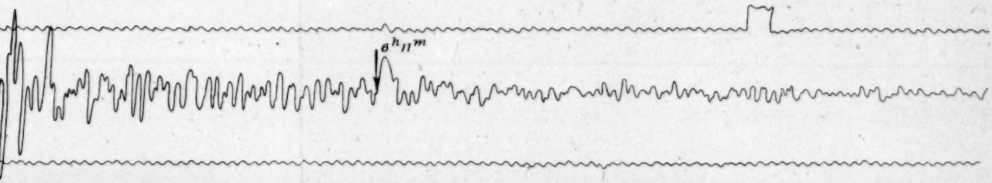
Schema der Horizontalseismographen.

nit tiefgelegenem
ngriffspunkt.

20^m

1906; Herd unbekannt.

natürlicher Größe. Greenwich-Zeit. Zeitkorrektur + 32s.

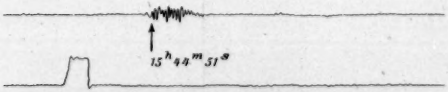


. September 1906.

. 5fach. Gesamtvergrößerung ca. 10000fach. Greenwich-Zeit. Zeitkorrektion — 40s.

Figur 6.

Explosion eines Forts bei Besançon; 16. September 1906.



17000 kg-Pendel, Nord-Süd-Komponente. Indikatorvergrößerung 2100fach; Vergrößerung der Reproduktion ca. 5fach; Gesamtvergrößerung ca. 10000fach. Greenwich-Zeit. Die Zeit wächst von links nach rechts. 1 Sekunde bedeutet ca. 5 Millimeter.

Lith. Anst. Julius Klinkhardt Leipzig.